5 Luftschall

5.1 Begriffe

Flüssigkeiten und Gase können keine Scherspannungen aufnehmen. Daher breiten sich in diesen Medien nur Longitudinalwellen aus. Schallereignisse in der Luft sind dementsprechend kleine zeitlich und örtlich verteilte Schwankungen p des statischen Luftdrucks p_0:

$$p_G = p_0 + p$$

Der Schalldruck p wird zumeist in Effektivwerten angegeben. Für die Hörakustik relevante Werte liegen in etwa zwischen 2×10^{-5} Pa (Hörschwelle bei 1000 Hz) und 200 Pa (Schmerzschwelle).

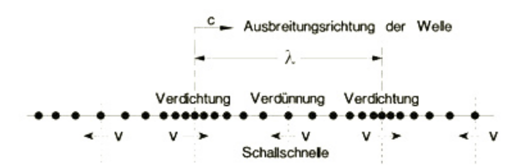


Bild 5-1: Schematische Darstellung einer Longitudinalwelle in Luft

Die Schallschnelle $\vec{v}$ gibt an, mit welcher Geschwindigkeit die Luftteilchen um ihre Ruhelage schwingen[1]. Im Gegensatz zum Schalldruck ist die Schnelle eine vektorielle Größe, die neben dem Betrag der Geschwindigkeit auch deren Bewegungsrichtung ausdrückt. Das Integral der normalen Komponente der Schallschnelle über eine definierte Durchtrittsfläche S wird als Schallfluß q bezeichnet:

$$q = \int_S \vec{v} \cdot d\vec{S} = \int_S v_\perp \cdot dS$$

Der Zusammenhang zwischen Schalldruck und Schallschnelle ist sowohl vom Medium, in dem sich die Schallwelle ausbreitet, als auch von der Wellenform abhängig und wird über die spezifische Schallimpedanz bzw. Feldimpedanz Z beschrieben (ohmsches Gesetz der Akustik):

$$\vec{Z} = \frac{p}{\vec{v}}$$

[1] Der Mittelwert der Brown'schen Molekularbewegung ist in jedem Raumbereich Null. Bei der Schallschnelle handelt es sich um eine überlagerte und von außen aufgezwungene Kollektivbewegung

Die Schallintensität $\vec{I}$ ist die durch eine Flächeneinheit dringende Schallleistung und errechnet sich zu:

$$\vec{I} = p \cdot \vec{v}$$

Die gesamte abgestrahlte Schallleistung P_Q einer Schallquelle ergibt sich aus der Integration der Schallintensität über eine vollständige Hüllfläche S um die Quelle:

$$P_Q = \oint_S I_Q dS$$

Der Quotient aus der in die Umgebung abgestrahlten Schallleistung P_Q und der anregenden mechanischen Leistung P_{mech} einer Maschine wird akustischer Wirkungsgrad ζ genannt.

$$\varsigma = \frac{P_Q}{P_{mech}}$$

Für die meisten Maschinen liegt ζ im Bereich zwischen 10^{-4} und 10^{-8}. Bei Verbrennungsmotoren liegt der akustische Wirkungsgrad z.B. in der Größenordnung von 10^{-5}–10^{-6}. Damit wird in der Regel nur ein winziger Teil der mechanischen Energie in akustische Energie umgewandelt. Aufgrund der großen Empfindlichkeit des menschlichen Hörorgans (Kapitel 7) stellt dieser geringe Anteil dennoch in vielen Fällen ein akustisches Problem dar.

Da die Werte des Schalldrucks bzw. der Schallintensität mehrere Zehnerpotenzen überstreichen können, werden im Allgemeinen für die Beträge der sogenannte Schalldruckpegel L_p oder Schallintensitätspegel L_I in der Pseudoeinheit Dezibel (dB) angegeben:

$$L_I = 10 \cdot \lg \frac{I}{I_0}$$

$$L_p = 10 \cdot \lg \left(\frac{p}{p_0} \right)^2 = 20 \lg \frac{p}{p_0}$$

International wurden die Bezugswerte mit $I_0 = 10^{-12}$ W/m^2 und $p_0 = 2 \times 10^{-5}$ Pa in der Nähe der Hörschwelle festgelegt (Kapitel 7). Diese Wahl der Bezugswerte führt bei ebenen Wellen unter Normalbedingung (Kapitel 5.2.2) zu geringfügigen Unterschieden zwischen dem Schalldruck- und dem Schallintensitätspegel:

$$L_I = L_p - 0{,}29 \ dB$$

Bei den so definierten Schallpegeln handelt es sich um *Absolutpegel*, da der Bezugswert ein fester Vergleichswert ist. Im Gegensatz dazu werden *Relativpegel* zwischen zwei variablen Schallgrößen definiert. Zwischen einer Schallquelle (Schalldruck p_Q) und einem beliebigen Aufpunkt (Schalldruck p_A) lassen sich z.B. folgende Pegel angeben:

$$L_R = 20 \cdot \lg_{10} \frac{p_A}{p_Q} = L_A - L_Q \quad [dB]$$

$$L_A = 20 \cdot \log_{10} \frac{p_A}{p_0} \quad [dB]$$

$$L_Q = 20 \cdot \log_{10} \frac{p_Q}{p_0} \quad [dB]$$

Beim Pegel L_R handelt es sich um einen Relativpegel (relativ zu dem willkürlich gewählten Bezugswert p_Q), während es sich bei den Pegeln L_A und L_Q um Absolutpegel handelt, da der Bezugswert p_0 der international festgelegte Vergleichswert ist.

Bei der Entstehung von Luftschall wird zwischen der direkten und der indirekten Schallentstehung unterschieden. Bei der direkten Schallenstehung werden die Luftteilchen durch Strömungsvorgänge unmittelbar zu Schwingungen, d.h. zu Luftschall, angeregt. Beispiele dafür sind Strömungsgeräusche von Lüftern oder Luftpulsationen im Ansaug- und Abgassystem von Verbrennungsmotoren. Die Grundlagen der direkten Schallentehung werden in Kapitel 5.2.1 näher behandelt. Als indirekte Schallentstehung bezeichnet man dagegen den Mechanismus, bei dem ausgehend von Erregerkräften in eine mechanische Struktur Körperschall eingeleitet wird. Ein Teil der so induzierten Körperschall-Schwingungsenergie wird in Wärme umgewandelt (dissipiert), ein anderer Teil an der Strukturoberfläche auf die angrenzende Luft übertragen. Diese Energieübertragung bezeichnet man als Schallabstrahlung. Neben der Abstrahlung von Körperschall auf der Strukturoberfläche als Luftschall, findet auch noch eine Weiterleitung von Körperschall in angrenzende Strukturen statt. Sie läßt sich durch Abkoppelung reduzieren, ist aber meist nicht vollständig zu verhindern (Kapitel 6.2.4).

Bei der Umsetzung von geräuschreduzierenden Maßnahmen kann zwischen passiver und aktiver Geräuschminderung unterschieden werden. Im Rahmen der passiven Geräuschminderung setzt man die Anregungs- und Körperschalleigenschaften einer Struktur als gegeben voraus und ist bestrebt, die abgestrahlte Schalleistung beispielsweise durch Kapselung zu minimieren. Bei der Anwendung aktiver Lärmminderungsmaßnahmen versucht man entweder durch die Beeinflussung des Anregungskraftspektrums oder durch eine Variation der physikalischen Parameter

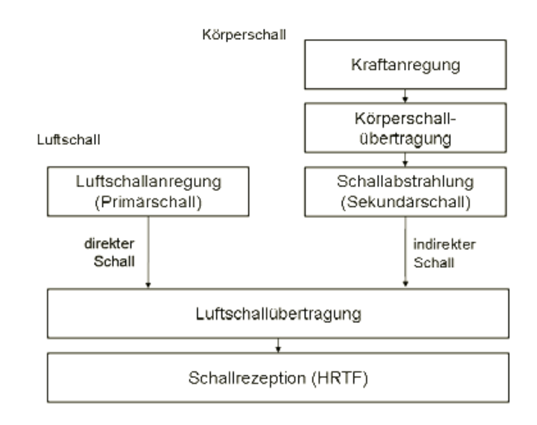


Bild 5-2: Mechanismen der Schallentstehung und -übertragung

der Übertragungsstrecke deren Übertragungsverhalten so zu ändern dass eine Reduktion der Geräuschemission erzielt wird. Bei der Beeinflussung des Übertragungsverhaltens kann die Schallenergie beispielsweise entweder durch Dämmung reflektiert werden, durch Dämpfung dissipiert, d.h. in Wärme umgewandelt, oder durch Tilgung in weniger kritische Frequenzbereiche umgeleitet werden.

	Dämmung	Dämpfung	Tilgung
Luftschall	Massegesetz	Poröse Absorber	Helmholz-Resonator
Körperschall	Elastische Lagerung	Dämpfungsbelag	Tilger

Tabelle 5-1: Grundsätzliche Möglichkeiten der Beeinflussung des Geräusch-Übertragungsverhaltens mit Beispielen

5.2 Entstehung und Ausbreitung

5.2.1 Primärer Luftschall

Jedes Schallereignis erreicht das Ohr als Luftschall, der sich in Wellenform ausbreitet. Primärer Luftschall hat dabei unmittelbar aeroakustische Ursachen und erreicht den Empfänger ohne weitere Umwege (Fluidschall-Akustik). Demgegenüber entsteht sekundärer Luftschall aus Körperschall erst infolge der Struktur-Fluid-Interaktion (Kapitel 6.1.2).

Die Aeroakustik beschäftigt sich mit der Entstehung und Ausbreitung aerodynamisch erzeugter Geräusche und deren Minderung. Die Bedeutung dieser Klasse von Geräuschen hat in der Fahrzeugindustrie in den letzten Jahren stark zugenommen. Dies ist u.a. dadurch begründet, dass das Niveau der antriebsbedingten Fahrgeräusche bei PKW's mittlerweile sehr weit abgesenkt wurde. Weitere Komfortsteigerungen bei

höheren Geschwindigkeiten erfordern nun vor allem eine Absenkung der Umströmungsgeräusche. Zur experimentellen Optimierung hat deshalb die Anzahl der aeroakustischen Windkanäle in der Automobilindustrie stetig zugenommen. Gleichzeitig werden rechnerische Prognosen durch die numerische Aeroakustik immer wirksamer (Kapitel 15.6).

Strömungsgeräusche werden im Wesentlichen durch drei unterschiedliche Geräuschentstehungsmechanismen verursacht:

- Intermittierender Volumenstrom durch kleine Öffnungen (aeropulsiver Schall);
- Aerodynamische Druckschwankungen bei der Umströmung fester Körper;
- Strömungsturbulenz im Freistrahl.

Die Grundlagen zur quantitativen Lösung des Problems der Schallentstehung durch Strömungen wurden von M. J. Lighthill (1952/1954) mit seinen beiden Veröffentlichungen zum Strahllärm geschaffen, die das Verfahren der Akustischen Analogie begründeten [6]. Zur Charakterisierung der einzelnen aerodynamischen Schallquellen können danach idealisierte Näherungsmodelle (Lighthillsche Analogie) herangezogen werden.

Aeropulsive Volumenströme werden bei dieser Analogie durch Monopolstrahler repräsentiert. Ein Monopolstrahler stellt einfach gesprochen eine atmende Kugel dar und strahlt dementsprechend in alle Richtungen gleich ab. Beispiele für diese Art von Schallquellen sind Leckagen in Dichtungssystemen, die Mündung von Ansaug- und Abgasanlage eines Fahrzeuges, sowie abrollende Reifen auf der Fahrbahn (air pumping). Der akustische Effekt der Druckfluktuationen bei der Umströmung eines festen Körpers wird durch Dipolstrahler repräsentiert. Diese Art von Geräuschabstrahlung ist immer dann vorhanden, wenn eine freie oder abgelöste Strömung auf eine Oberfläche auftrifft. An Kraftfahrzeugen gilt dies z.B. für den Nachlauf hinter dem Außenspiegel, wenn dieser wieder mit der Fahrzeugstruktur kollidiert. Strömungsturbulenz kann durch Quadrupolstrahler modelliert werden. Solche Strahler entstehen beispielsweise in der turbulenten Mischungszone eines Freistrahles aber auch im Nachlauf von Fahrzeugen.

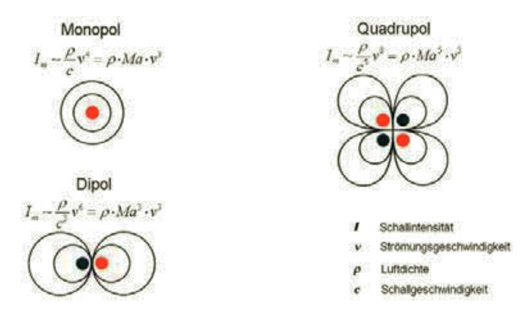


Bild 5-3: Idealisierte Strahlertypen nach Lighthill

Bei der Umströmung von festen Körpern ergeben sich in Abhängigkeit von der charakteristischen Abmessung des Körpers d, der mittleren Strömungsgeschwindigkeit v_m und der kinematischen Zähigkeit ν des Fluids unterschiedliche Fälle, die durch die Reynoldszahl Re charakterisiert werden können:

$$\mathrm{Re} = \frac{v_m \cdot d}{\nu}$$

Für kleine Reynoldszahlen treten bei der Umströmung des Körpers keine Kräfte und damit auch kein Schall auf. Für $Re > 100$ kommt es im Nachlauf zu regelmäßigen Pendelungen der Luftströmung, die als Kármánsche Wirbelstraße bekannt sind **(Bild 5-4)**. Die Frequenz der Wirbel ist abhängig von den charakteristischen Abmessungen des umströmten Bauteiles und der Anströmgeschwindigkeit. Die zugehörigen Frequenzen kann man durch die Gleichung

$$f = Sr \cdot \frac{v}{d}$$

abschätzen, wobei Sr die Strouhalzahl repräsentiert. Für längliche zylindrische Teile ist diese z.B. über einen weiten Bereich der Anströmgeschwindigkeit ($Re = 10^2$ bis 10^5) mit $Sr = 0{,}2$ anzusetzen. Als charakteristische Abmessung wird hier der Durchmesser gewählt. So ergibt sich z. B. für eine Radioantenne auf einem Fahrzeugdach mit $d = 5$ mm bei einer Anströmgeschwindigkeit $v = 40$ m/s eine Frequenz f von etwa 1600 Hz. Antennen können somit durch sehr lästige Pfeiftöne[2] auffallen.

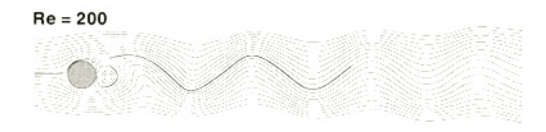


Bild 5-4: Kármánsche Wirbelstraße bei kleinen Reynoldszahlen (laminare Strömung)

Aus den Gleichungen in **Bild 5-3** kann entnommen werden, dass die Schallleistung einer Monopolquelle proportional zur 4. Potenz der Anströmgeschwindigkeit ansteigt, während die Schallleistung einer Dipol-

[2] In der Literatur auch Hiebtöne genannt

quelle mit der 6. Potenz und diejenige einer Quadrupolquelle mit der 8. Potenz der Geschwindigkeit zunimmt. Dies entspricht Pegeländerungen in Abhängigkeit von der relativen Geschwindigkeitsänderung von 0,17–0,26–0,35 dB/%. Dieser Vergleich zwischen den Quellmechanismen zeigt, dass bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten (Mach-Zahlen *Ma* << 1) die Monopolquelle am effektivsten ist, gefolgt von der Dipolquelle. Die geringste Abstrahlung wird von Quadrupolquellen erzeugt. Diese können daher in der Aeroakustik von Straßenfahrzeugen in den meisten Fällen vernachlässigt werden. Wenn eine Monopolquelle vorhanden ist, wird diese also in der Regel die lauteste Quelle sein. Nur wenn alle Monopolquellen eliminiert werden, kann eine der verbleibenden Dipolquellen dominieren.

Da die Umströmungsgeräusche beim fahrenden PKW gemäß den vorstehenden Betrachtungen in erster Linie durch Dipolstrahler repräsentiert werden, ist ein Anstieg der Schallleistung in etwa mit der 6. Potenz der Fahrzeuggeschwindigkeit bzw. mit ungefähr 0,26 dB pro Prozent relativer Geschwindigkeitsänderung zu erwarten und wird auch im Experiment beobachtet **(Bild 8-4)**. Aufgrund dieser starken Abhängigkeit des aeroakustisch erzeugten Geräuschpegels von der Geschwindigkeit des umströmenden Mediums muss bei aeroakustischen Messungen an Fahrzeugen die Geschwindigkeit sehr genau eingehalten werden. Schon geringe Abweichungen führen zu deutlichen Pegelveränderungen. Dies bedeutet beispielsweise auch, dass aeroakustische Messungen des Fahrgeräusches außerhalb aeroakustischer Windkanäle bei unvorhersehbaren Windverhältnissen nur unter dem Vorbehalt aussagefähig sind, dass die relative Anströmgeschwindigkeit und -richtung exakt mitgemessen werden kann.

Schallquellen mit Dipolcharakteristik, welche dem Problembereich des Umströmungslärms zuzuordnen sind, entstehen vor allem dort, wo die Überströmung der Oberflächen gestört wird, also an Strukturvorderkanten und -hinterkanten, Schlitzen und Öffnungen, sowie herausragenden Konturen. Bei Kraftfahrzeugen sind das typischerweise Fahrzeugvorderkanten und -hinterkanten, Radhäuser, Türspalte, Schiebedachkanten, Außenspiegel, Antenne, Scheibenwischer etc. Dabei ist die Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit bei Kraftfahrzeugen über der gesamten Fahrzeugoberfläche sehr ungleichmäßig. Daher ist die potentielle Geräuschanregung abhängig vom Anregungsort ebenfalls unterschiedlich groß. Setzt man Dipolverhalten voraus, so ist der an einem Ort erzeugte Schall 9 dB lauter als an einem benachbarten, wenn die dort vorherrschenden lokalen Druckkoeffizienten $c_p = -1$ bzw. 0 betragen. Bei Druckkoeffizienten von 0 und –2 (einem für die Region um die A-Säule eines Pkw nicht unüblicher Wert) beträgt diese Differenz sogar 14 dB. Dies zeigt, dass die Positionierung von Anbauteilen, z.B. Außenspiegeln, von großer Bedeutung für das aeroakustische Verhalten eines Fahrzeuges sein kann [1].

Etwas anders liegen die Verhältnisse bei der Durchströmung von Rohren und Kanälen. Hier muss man laminare von turbulenter Strömung unterscheiden. Solange die Strömung von Reibungskräften dominiert wird, liegt laminare Strömung vor, überwiegen dagegen die Trägheitskräfte, wird die Strömung turbulent. Ob eine Rohrströmung laminar oder turbulent ist, kann ebenfalls mit Hilfe der Reynoldszahl abgeschätzt werden. Dabei wird der Rohrdurchmesser als charakteristische Abmessung angesetzt. Für die kritische Reynoldszahl wird bei glatten Wandungen oft $\mathrm{Re}_{krit} \approx 2300$ angenommen. **Bild 5-5** zeigt, dass turbulente Strömung mit $\mathrm{Re} > \mathrm{Re}_{krit}$ in luftführenden Rohrleitungen bereits bei vergleichsweise niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten gegeben ist. In diesem Fall hat man es mit Quadrupolquellen zu tun. Damit kann die Pegeländerung mit der Änderung der Strömungsgeschwindigkeit auf bis zu 0,35 dB/% anwachsen.

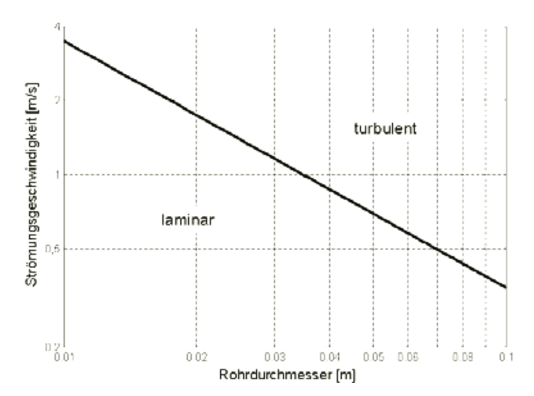


Bild 5-5: Kritische Reynoldszahl abhängig von Strömungsgeschwindigkeit und Rohrdurchmesser, für Luft unter Normaldruck und $T = 20$ °C

5.2.2 Schallfelder

Die einfachsten Schallfelder stellen ebene Wellen sowie sich kugelförmig ausbreitende Wellenfronten dar. Abgeleitet aus dem Newton'schen Gesetz ergibt sich für eine in x-Richtung fortschreitende *ebene Schallwelle* folgende eindimensionale Bewegungsgleichung (Euler-Gleichung):

$$\rho \cdot \frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

Aus der Kontinuitätsbedingung folgt gleichzeitig mit der Dichte ρ des Mediums:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial v_x}{\partial x} = 0$$

Aus obigen Gleichungen ergibt sich durch Ableitung nach x bzw. nach t und Gleichsetzen die homogene Wellengleichung der Schallausbreitung (Fundamentalgleichung der Schallausbreitung), hier dargestellt für das Schnellepotential ϕ :

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = 0$$

Aus dem Schnellepotential kann die Schallschnelle durch Gradientenbildung bzw. räumliche Differentiation und der Schalldruck durch zeitliche Differentiation abgeleitet werden:

$$v_x = grad\left(\phi\right) = \frac{\partial\phi}{\partial x}$$

$$p = -\rho\frac{\partial\phi}{\partial t}$$

Die Wellengleichung besitzt Lösungen der Gestalt

$$\phi\left(x,t\right) = f\left(x - c\cdot t\right)$$

Der Faktor c stellt in dieser Gleichung die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle im Medium dar und errechnet sich aus dem adiabatischen Gasgesetz mit dem Isotropenexponenten κ zu:

$$c = \sqrt{\frac{\partial p}{\partial\rho}} = \sqrt{\frac{\kappa\cdot p_0}{\rho_0}}$$

Luft besitzt bei Normaldruck ($p_0 = 1{,}013\times10^5$ Pa) und Umgebungstemperatur (T = 273,15 K bzw. 20°C) die Luftdichte ρ_0 = 1,2 kgm^{-3}. Daraus ergibt sich für die Schallgeschwindigkeit der Wert:

$$c = 343\cdot m/s$$

Für sinusförmige Schallwellen mit der Kreisfrequenz ω kann man für die Lösung der Wellengleichung auch schreiben:

$$p(x,t) = \hat{p}\cdot\cos(\omega t - kx) = \mathrm{Re}\left\{\hat{p}\cdot e^{j(\omega t - kx)}\right\}$$

mit der Kreiswellenzahl

$$k = \frac{\omega}{c}$$

In der Praxis wird meist die äquivalente komplexe Schreibweise verwendet:

$$\underline{p} = \hat{p}\cdot e^{j(\omega t - kx)} = \mathrm{Re}\left(p\right) + j\cdot\mathrm{Im}\left(p\right)$$

Für die akustische Feldimpedanz[3] der ebenen Welle ergibt sich eine skalare Größe. D.h. Schalldruck und Schallschnelle sind in Phase:

$$\frac{\underline{p}}{\underline{v}} = \rho_0\cdot c = Z_0$$

Für Luft bei Normaldruck und T = 20 °C gilt:

$$Z_0 = 413\cdot \mathrm{N{\cdot}s/m^3}$$

Bei *kugelförmiger Wellenausbreitung* gilt die Wellengleichung in Abhängigkeit vom Ausbreitungsradius r:

$$\frac{\partial^2\left(\phi\cdot r\right)}{\partial r^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\left(\phi\cdot r\right)}{\partial r^2} = 0$$

Für Schalldruck und Schallschnelle ergeben sich im Fall des Kugelstrahlers:

$$\underline{p} = \underline{A}\frac{e^{-jkr}}{r}$$

$$\underline{v} = \frac{1}{Z_0}\frac{\underline{A}}{r}\left(1 + \frac{1}{jkr}\right)e^{-jkr}$$

Die Schallschnelle besitzt zwei Komponenten, die eine ist mit dem Schalldruck in Phase und nimmt mit $1/r$ ab, die andere ist um 90° phasenverschoben und nimmt mit $1/r^2$ ab. Die Schallkennimpedanz wird daher komplex:

$$\underline{Z}_K = \frac{\underline{p}}{\underline{v}} = Z_0\frac{jkr}{1 + jkr}$$

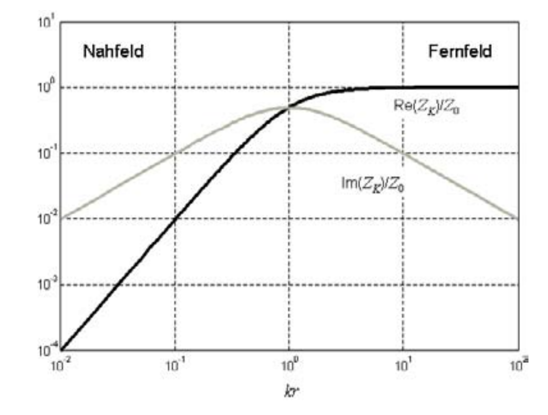


Bild 5-6: Real- und Imaginärteil der normierten Schallkennimpedanz bei kugelförmiger Wellenausbreitung in Abhängigkeit von der Helmholtzzahl *kr*

[3] auch der Schallkennimpedanz oder Wellenwiderstand genannt

Im Nahfeld dominiert die imaginäre Komponente, d.h. es wird nur Blindleistung erzeugt. Mit wachsender Entfernung vom Sender kann die imaginäre Komponente zunehmend vernachlässigt werden. Für die Fernfeldbedingung

$$kr >> 1 \quad \text{d.h.} \ r >> c/\omega = \lambda / 2\pi$$

kann das kugelförmige Schallfeld durch ein ebenes Wellenfeld angenähert werden ($Z_K \rightarrow Z_0$). Für die ins Fernfeld abgestrahlte Schallleistung des Kugelstrahlers ist nur der Realteil der Schallkennimpedanz, die sog. Strahlungsresistanz $\mathrm{Re}(Z_K)$, maßgebend **(Bild 5-6)**:

$$P_K = \left|\underline{q}\right|^2 \cdot \mathrm{Re}\left(Z_K\right) = \left|\underline{q}\right|^2 \cdot \frac{Z_0}{4\pi} \cdot \frac{k^2}{1+\left(kr\right)^2}$$

mit dem Schallfluss

$$\underline{q} = \underline{v} \cdot 4\pi \cdot r$$

Durch den Grenzübergang

$$\lim_{kr \to 0} \underline{q} = \underline{q}_M$$

wird aus dem Kugelstrahler eine Punktschallquelle mit der Quellstärke q_M. Für diesen Fall kann aus der Quellstärke direkt der Schalldruck im Fernfeld ermittelt werden:

$$\underline{p}(r,t) = \frac{\rho_0}{4\pi \cdot r} \cdot \frac{\partial \underline{q}_M(t - r/c)}{\partial t}$$

Reine Punktschallquellen liegen in der Praxis jedoch nur selten vor. Am ehesten kann beim Automobil das Mündungsgeräusch des Schalldämpfers – insbesondere im Bereich niedriger Frequenzen – durch eine Punktschallquelle angenähert werden (Kapitel 14.2.2). Die Schallabstrahlung einer beliebigen Oberfläche kann jedoch nach dem Huygens'schen Prinzip durch die Superposition einer Summe von Punktschallquellen ersetzt werden. Die Berechnung der Schallabstrahlung stellt für diesen allgemeinen Fall ein komplexes mathematisches Problem dar, das für beliebige Oberflächen quantitativ nur numerisch näherungsweise lösbar ist (Kapitel 15.4).

5.2.3 Luftschallübertragung

Neben der direkten Schallabstrahlung von vibrierenden Oberflächen findet Luftschall auch auf komplexeren Wegen zum Ohr. Luftschall, der von einer Schallquelle in einem Raum emittiert wird, kann im Wesentlichen über drei Mechanismen in einen benachbarten Raum übertragen werden:

- Transmission direkt durch die massive Wand;
- Transmission durch Leckagen, d.h. kleine Öffnungen in der Wand;
- Flankenübertragung, d.h. Weiterleitung über Körperschallbrücken und anschließende Abstrahlung als Sekundärschall.

Die Schalltransmission durch ein massives Hindernis wird nachstehend behandelt. Der Einfluss von Leckagen wird in Kapitel 5.3.5 untersucht. Die Flankenübertragung durch Körperschall wird in Kapitel 6 vertieft.

Aufgrund der Komplexität des Abstrahl- und Übertragungsverhaltens wird der Luftschall am Ohrpunkt oft vereinfachend als Summe über die Volumenflüsse q_i aller abstrahlenden Teilflächen, multipliziert mit den akustischen Transferfunktionen (ATF) H_i dargestellt **(Bild 5-7)**. Der Volumenfluss q_i errechnet sich dabei als Produkt von Schwingschnelle v_i und Teilfläche S_i. Die akustischen Transferfunktionen können entweder experimentell oder rechnerisch ermittelt werden (Kapitel 16.4).

$$q_i = S_i \cdot v_i$$

$$p = \sum_i \left(\dot{q}_i \cdot H_i\right)$$

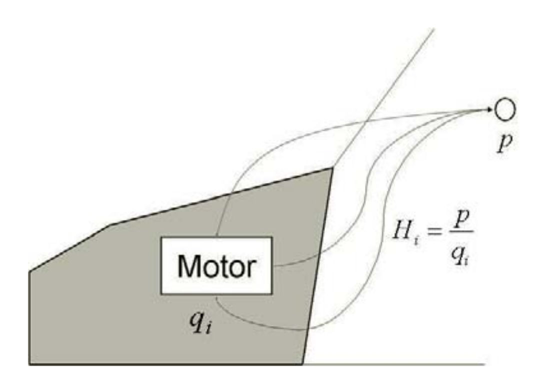


Bild 5-7: Luftschall-Übertragungspfade vom Motorraum in die Fahrgastzelle

Entscheidend für eine signifikante Reduzierung des Luftschalls ist die Beherrschung und Optimierung aller Übertragungswege. Dabei muss jeder einzelne Übertragungspfad von der Anregungskavität (Senderaum) bis hin zum Empfangsraum betrachtet und durch geeignete Maßnahmen in Form von Dämmung, Absorption und Dämpfung gezielt beeinflusst werden.

Trifft z.B. eine einfallende Schallwelle mit der Schallleistung P_i auf ein Hindernis, so wird sie teil-

weise reflektiert (P_r), teilweise dissipiert (P_d), d.h. in Wärme umgewandelt, teilweise als Körperschall fortgeleitet (P_f) und auch teilweise durchgelassen (P_t).

$$P_i = P_r + P_d + P_f + P_t$$

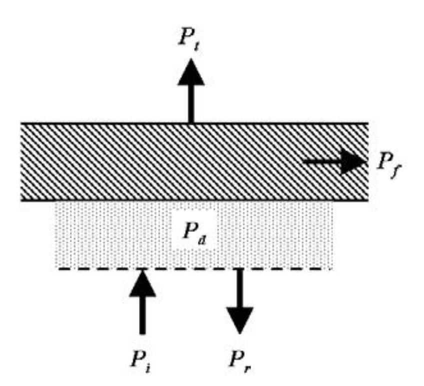


Bild 5-8: Schematische Aufteilung der Schallleistung an einem Hindernis

Auf der Einstrahlungsseite wird die Superposition der immitierten und der reflektierten Welle wirksam. Bei senkrechtem Schalleinfall ergibt sich die resultierende Schallschnelle als Differenz und der resultierende Schalldruck als Summe der Teilwellen, d.h. bei vollständiger Reflektion geht die Schnelle gegen Null während sich der Druck verdoppelt:

$$\underline{v}_e = \underline{v}_i - \underline{v}_r$$

$$\underline{p}_e = \underline{p}_i + \underline{p}_r$$

Da der an der Oberfläche des Hindernisses auftreffende Schall entweder reflektiert oder absorbiert wird, gilt für den Reflexionsgrad ρ und den Absorptionsgrad α der folgende Zusammenhang:

$$\alpha = \frac{P_i - P_r}{P_i} = 1 - \rho$$

Welcher Anteil einer auftreffenden Schallwelle reflektiert und welcher absorbiert wird, ist durch die Wandimpedanz des Hindernisses festgelegt.

$$\underline{Z}_w = \frac{\underline{p}_e}{\underline{v}_e}$$

Durch Normierung auf die Schallkennimpedanz erhält man die dimensioslose normierte Wandimpedanz Z'_w, mit dem Realteil R'_w und dem Imaginärteil X'_w:

$$\frac{\underline{Z}_w}{Z_0} = \underline{Z}'_w = R'_w + j \cdot X'_w$$

Der Reflexionsfaktor stellt nun das Verhältnis der Schalldrücke von immitierter und reflektierter Welle dar und errechnet sich aus der Wandimpedanz wie folgt:

$$\underline{r} = \frac{\underline{p}_r}{\underline{p}_i} = \frac{\underline{Z}'_w - 1}{\underline{Z}'_w + 1}$$

Für den Absorptionsgrad gilt:

$$\alpha = 1 - \left|\underline{r}\right|^2 = \frac{4 \cdot R'_w}{\left(1 + R'_w\right)^2 + X'^2_w} \tag{5-1}$$

Das Verhältnis von durchgelassener zu auftreffender Schallleistung wird als Transmissionsgrad τ bezeichnet:

$$\tau = \frac{P_t}{P_i}$$

Es wird nun angenommen, dass es sich bei der Barriere um eine *isotrope Platte* mit homogenen Materialeigenschaften handelt, welche nur durch die Flächenmasse m'' [kg/m^2] und die Flächensteifigkeit B'' [N/m/m^2=Nm] charakterisiert ist. Damit werden dissipative Verluste in der Barriere ausgeschlossen. Die absorbierte Schallleistung muss gleich sein zur transmittierten Schallleistung. Für diesen Fall kann auch der Transmissionsgrad direkt aus der Wandimpedanz abgeleitet werden:

$$\tau = \alpha$$

Unter der Annahme, dass der Schall unter dem Winkel θ zur Flächennormalen einfällt, gilt:

$$\tau(\theta) = \frac{4 \cdot R'_w \cdot \cos\theta}{\left(1 + R'_w \cdot \cos\theta\right)^2 + \left(X'_w \cdot \cos\theta\right)^2}; \tag{5-2}$$

Stellt die Barriere dagegen einen inhomogenen *mehrschichtigen Aufbau* mit zumindest einer viskoelastischen Zwischenschicht dar, so treten dissipative Verluste auf. Damit kann die Berechnung des Transmissionsgrades nicht mehr direkt aus der Wandimpedanz erfolgen. In diesem Fall ist die Beschreibung der Barriere als Vierpol mit Hilfe der Impedanz- bzw. der Kettenmatrix angezeigt (Kapitel 2.2.5). Die Impedanzmatrix beschreibt den Zusammenhang zwischen den eingangsseitigen und den ausgangsseitigen Größen Schalldruck und Schallschnelle in der folgenden Form:

$$\begin{pmatrix} \underline{p}_e \\ -\underline{p}_t \end{pmatrix} = [Z] \cdot \begin{pmatrix} \underline{v}_e \\ \underline{v}_t \end{pmatrix}$$

$$[Z] = \begin{pmatrix} \underline{Z}_1 & \underline{Z}_{12} \\ \underline{Z}_{12} & \underline{Z}_2 \end{pmatrix}$$

Der Transmissionsgrad lässt sich aus den Elementen der Impedanzmatrix wie folgt ermitteln:

$$\tau = \left| \frac{2 Z_0 \underline{Z}_{12}}{\underline{Z}_{12}^2 - \left(\underline{Z}_1 + Z_0\right)\left(\underline{Z}_2 + Z_0\right)} \right|^2 \qquad (5\text{-}3)$$

Wird die Barriere an Stelle der Impedanzmatrix mit der Kettenmatrix beschrieben, so gilt für den Transmissionsgrad die Beziehung:

$$\tau = 4 \cdot \left| \underline{T}_{11} + \underline{T}_{12} \cdot Z_0 + \underline{T}_{21} / Z_0 + \underline{T}_2 \right|^{-2} \qquad (5\text{-}4)$$

In **Bild 5-9** ist die Energieübertragung für ein teildurchlässiges Doppelwandsystem nach Kapitel 5.3.3 exemplarisch dargestellt. Daraus wird ersichtlich, wie bei niedrigen Frequenzen ein Teil der Schallenergie an der Barriere reflektiert und ein Teil absorbiert wird, während bei hohen Frequenzen praktisch die gesamte Energie an der Barriere reflektiert wird. Im mittleren Resonanzbereich sinkt der reflektierte Anteil stark ab, während die Energiedissipation deutlich zunimmt. Die absorbierte Energie setzt sich wiederum aus dissipiertem und transmittiertem Anteil zusammen. Unter- und oberhalb der Resonanz treten somit praktisch keine dissipativen Verluste auf, d.h. es gilt $\tau = \alpha$. In der Nähe der Resonanz ist diese Annahme jedoch nicht gerechtfertigt.

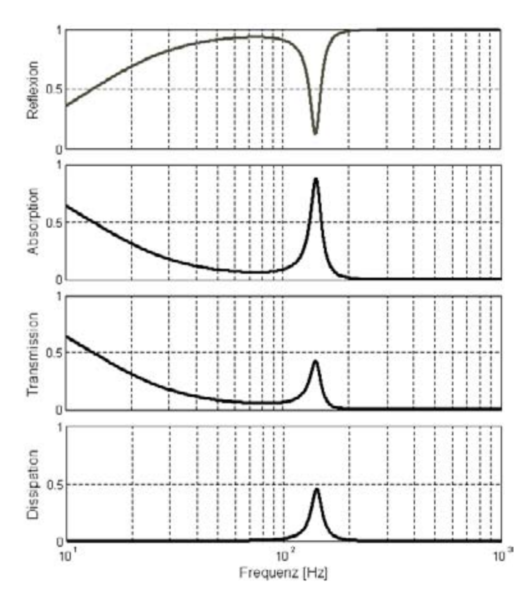


Bild 5-9: Typische Energieübertragung im Doppelwandsystem mit elastischer Zwischenschicht ($m_1 = m_2$ = 5kg/m²; E_1 = 2*10⁴N/m²; E_2 = 10³N/m²; d = 0,01m)

5.3 Luftschalldämmung

Bei vorstehender Definition des Transmissionsgrades wird unterstellt, dass sich die durchgelassene Welle reflexionsfrei ausbreiten kann, d.h. dass der Schallausbreitung auf der Sekundärseite der Barriere keine weiteren Hindernisse mehr im Weg stehen. Diese Bedingung ist in der Praxis allenfalls angenähert in einem Freifeldraum erfüllt (Kapitel 18.2). Vorteilhaft an dieser Definition ist jedoch der Sachverhalt, dass der so definierte Transmissionsgrad nur von dem trennenden Bauteil selbst abhängt und damit ausschließlich dessen Eigenschaften charakterisiert. Der logarithmische Kehrwert von τ wird als *Schalldämmmaß*[4] R bezeichnet und stellt das in der Praxis meistverwendete Beurteilungskriterium für die Eigenschaften einer akustischen Barriere dar:

$$R = 10\lg\left(\frac{1}{\tau}\right) = 10\lg\left(\frac{P_i}{P_t}\right) [\text{dB}]$$

Die idealisierten Annahmen bei der Definition des Transmissionsgrades haben zwar den Vorteil, dass der Transmissionsgrad bzw. das Schalldämmmaß nur durch die Eigenschaften der Barriere selbst bestimmt ist, dem steht aber der Nachteil gegenüber, dass dieses Maß nicht unmittelbar gemessen werden kann und auch keine ausreichende Aussage liefert, welche Schalldämmung durch den Einbau der Barriere in der Praxis erreicht wird.

Ein messtechnisch einfach zu erfassendes Maß für die Wirkung einer Barriere ist die *Schallpegeldifferenz*[5] gebildet aus den Regeln L_1 vor und L_2 nach der Barriere:

$$D_d = L_1 - L_2 \, [\text{dB}]$$

Trotz der großen Anschaulichkeit darf dieses Maß jedoch nicht ursächlich mit der Wirksamkeit der Barriere gleichgesetzt werden, da es keine Rückschlüsse auf mögliche Rückwirkungen infolge des Einbaus der Barriere erlaubt. Deshalb wird zusätzlich noch die sogenannte *Einfügedämmung*[6] definiert. Diese setzt die transmittierte Schallleistung mit und ohne die Barriere ins Verhältnis:

$$D_e = -10\lg \frac{P_{t,mit}}{P_{t,ohne}} \, [\text{dB}]$$

Dieses Maß beinhaltet nicht nur die Eigenschaften der Barriere selbst, sondern auch alle weiteren Einflüsse, die durch den Einbau der Barriere verursacht werden oder abweichend von der Bedingungen der reflexionsfreien Schallausbreitung vorliegen. Es stellt damit ein Maß für die praktische Wirkung der Barriere unter den realen Einsatzbedingungen dar. Durch Messung des transmittierten Schalls einmal ohne und

[4] Im englischen Sprachraum: Transmission Loss (TL)
[5] Im englischen Sprachraum: Noise Reduction (NR)
[6] Im englischen Sprachraum: Insertion Loss (IL)

einmal mit Barriere ist dieses Maß auch unmittelbar messtechnisch zugänglich. Die drei Maße für die Beschreibung der Wirksamkeit einer Barriere dürfen nicht verwechselt werden, da sie in einer gegebenen Situation zu stark unterschiedlichen Zahlenwerten führen können.

5.3.1 Biegeweiche isotrope Platten

Die Wandimpedanz einer unendlich ausgedehnten Platte setzt sich aus der Summe der Wellenimpedanzen der Platte selbst und derjenigen des dahinterliegenden Luftraums zusammen:

$$Z_w = Z_W + Z_0$$

Für die Wandimpedanz der biegeweichen Barriere mit der Flächenmasse m″ und vernachlässigbarer Biegesteifigkeit $B'' = 0$) gilt damit:

$$Z_w = j \cdot \omega \cdot m'' + Z_0$$

Daraus lässt sich unter Berücksichtigung von Gl. 5-2 direkt der Transmissionsgrad für senkrechten Schalleinfall ableiten:

$$\frac{1}{\tau} = 1 + \left(\frac{\omega \cdot m''}{2 \cdot Z_0}\right)^2$$

Für $\omega \cdot m'' >> 2 \cdot Z_0$ gilt vereinfachend:

$$R = 10 \lg\left(\frac{1}{\tau}\right) \approx 20 \lg\left(\frac{\omega \cdot m''}{2 \cdot Z_0}\right)$$

In diesem Fall steigt das Schalldämmmaß über der Frequenz mit 20 dB/Dekade an (Bergersches Massegesetz). Stellt man diese Beziehung nach der erforderlichen Flächenmasse um, so erhält man:

$$m'' \approx \frac{2 \cdot Z_0}{\omega} 10^{R/20}$$

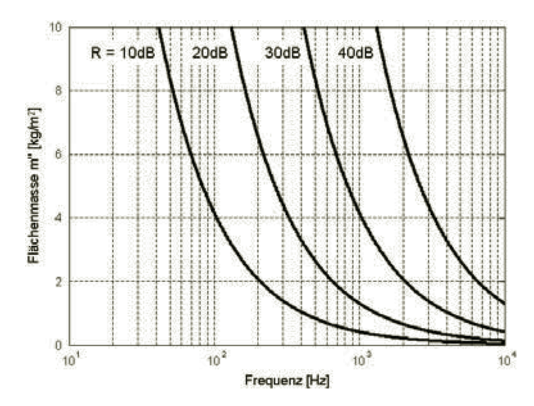


Bild 5-10: Notwendige Flächenmasse für ein vorgegebenes Schalldämmmaß *R*

Aus **Bild 5-10** wird ersichtlich, dass die notwendige Flächenmasse für das Erreichen eines bestimmten Schalldämmmaßes mit abnehmender Frequenz rasch ansteigt. Für realistische Flächenmassen im Fahrzeugbau von unter 10 kg/m², können wirksame Schalldämmmaße von z.B mehr als 20 dB nur für Frequenzen oberhalb ca. 200 Hz erzielt werden.

Für den Transmissionsgrad unter beliebigen Einfallswinkeln des Schalls ist neben der Flächenmasse des Bauteils auch der von der Flächennormalen abweichende Einfallswinkel θ zu berücksichtigen:

$$\frac{1}{\tau(\theta)} = 1 + \left(\frac{\omega \cdot m''}{2 \cdot Z_0} \cdot \cos\theta\right)^2$$

Das zugehörige Schalldämmmaß nimmt dementsprechend mit zunehmendem Schalleinfallswinkel rasch ab (**Bild 5-11**). Bei streifendem Schalleinfall (θ = 90°) geht die Schalldämmung bei jeder Flächenmasse gegen Null.

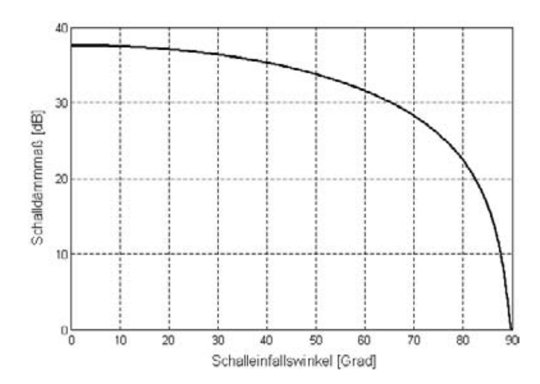


Bild 5-11: Schalldämmmaß einer biegeweichen Platte in Abhängigkeit vom Schalleinfallswinkel (m'' = 10kg/m²)

In der Praxis erfolgt der Schalleinfall normalerweise aus unterschiedlichen Winkeln gleichzeitig. Für vollständig diffusen Schalleinfall, d.h. bei gleicher Schallenergie aus allen Raumwinkeln, gilt für den Transmissionsgrad:

$$\tau_d = \int_0^{\pi/2} \tau(\theta) \cdot \sin(2\theta) \cdot d\theta \qquad (5\text{-}5)$$

Aus obigen Beziehungen lässt sich folgender näherungsweise Zusammenhang für das Schalldämmmaß einer biegeweichen Wand bei diffusem Schalleinfall ableiten [4]:

$$R_d \approx R(0) - 10 \cdot \lg\left[0{,}23 R(0)\right]$$

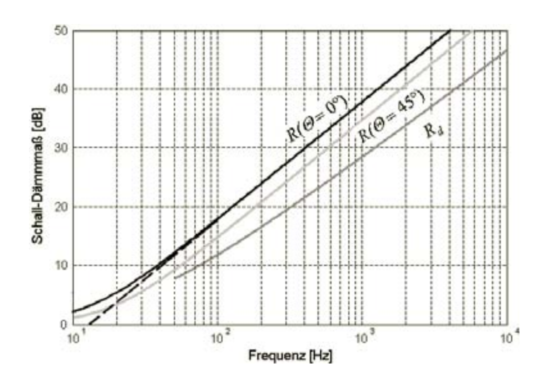


Bild 5-12: Exemplarischer Verlauf des Schalldämmmaßes über der Frequenz, bei senkrechtem, schrägem und diffusem Schalleinfall, für m'' = 10 kg/m^2

Bild 5-12 zeigt, dass zwischen dem senkrechten und dem ideal diffusen Schalleinfall bei höheren Frequenzen bis zu 10 dB Unterschied bezüglich des Schalldämmmaßes liegen können. In der Praxis werden meist geringere Pegelabschläge beobachtet, da in der Regel kein vollständig diffuser Schalleinfall vorliegt. Die Ursache dafür liegt u.a. in der endlichen Ausdehnung der Wände. In den Randbereichen kann naturgemäß kein streifender Schalleinfall vorliegen. Bei teildiffuser Einstrahlung kann z.B. mit Dämmungsabschlägen von 5 dB gerechnet werden. Dies entspricht in etwa einem diffusen Schalleinfall bis max. 78°.

$$R_{td} \approx 20 \lg \frac{\omega \cdot m''}{2 \cdot z_0} - 5 \ \ [dB]$$

In **Bild 5-13** ist das in einer Dämmbox gemessene Schalldämmmaß für Stahlblech den gerechneten Werten gegenübergestellt. Dabei wurde das Stahlblech mit 0,8mm Dicke nur durch seine (biegeweiche) Masse m'' = 6,25kg/m^2 modelliert. Aus dem Vergleich wird deutlich, dass die theoretischen Dämmungswerte für senkrechten Schalleinfall keinesfalls erreicht werden. Die rechnerischen Werte für diffusen Schalleinfall korrelieren im höherfrequenten Bereich gut mit den gemessenen Werten. Aus dem Bild ist auch ersichtlich, dass sich das Blech insbesondere im tieffrequenten Bereich nicht wie eine biegeweiche Wand verhält. Vielmehr treten dort in Abhängigkeit von den Einspannbedingungen Plattenresonanzen (Kapitel 6.1.1) mit stark schwankenden Schalldämmmaßen auf.

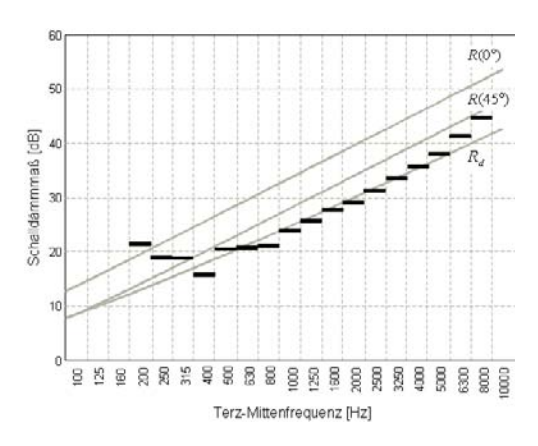


Bild 5-13: Schalldämmmaß für Stahlblech, gemessen in der Dämmbox und gerechnet für diffusen Schalleinfall

5.3.2 Biegesteife isotrope Platten

Biegesteife Wände, wie man sie z.B. bei der Verglasung eines Fahrzeugs vorfindet, besitzen bei schrägem Schalleinfall ein gegenüber biegeweichen Barrieren abweichendes Verhalten. Hier nimmt der Transmissionsgrad in dem Moment resonanzhaft zu, wenn die Biegewellengeschwindigkeit c_B in der Wand gerade gleich groß wird zur Ausbreitungsgeschwindigkeit der unter dem Winkel θ zur Flächennormalen einfallenden Schallwelle:

$$c_B = \sqrt{\omega} \cdot \sqrt[4]{\frac{B''}{m''}} = \frac{c}{\sin\theta}$$

Dieser Effekt wurde erstmals von Cremer beschrieben und Koinzidenz genannt [2]. Die Koinzidenzfrequenz ergibt sich aus obiger Beziehung in Abhängigkeit von der kritischen Frequenz ω_{ko} und dem Schalleinfallswinkel θ:

$$\omega_k = \omega_{k0} / \sin^2\theta$$

mit

$$\omega_{k0} = c^2 \cdot \sqrt{\frac{m''}{B''}}$$

Bei senkrechtem Schalleinfall (θ = 0°) steigt die Koinzidenzfrequenz gegen Unendlich an und die steife Wand verhält sich genauso wie eine biegeweiche Wand. Je schräger der Schalleinfall erfolgt, je größer der Winkel θ also wird, auf desto niedrigere Werte fällt die Koinzidenzfrequenz ab (Spuranpassung). Der geringste Wert, den die Koinzidenzfrequenz bei streifendem Schalleinfall (θ = 90°) erreichen kann, ist die kritische Frequenz selbst.

Für den Transmissionsgrad gilt unter Berücksichtigung von Gl. 5-2 der folgende Zusammenhang:

$$\tau = \frac{\left(\dfrac{2 \cdot Z_0}{\cos\theta}\right)^2}{\left(\dfrac{2 \cdot Z_0}{\cos\theta} + \dfrac{B''}{\omega}\eta \ \ k^4\right)^2 + \left(\omega \cdot m'' - \dfrac{B''}{\omega} k^4\right)^2}$$

mit dem Verlustfaktor η (Kapitel 3.3.3) und der Spur-Kreiswellenzahl:

$$k = \frac{\omega}{c} \cdot \sin\theta$$

Aus der Gleichung lässt sich leicht ersehen, dass der Transmissionsgrad seinen Maximalwert bzw. die Schalldämmung ihren Minimalwert gerade dann erreicht, wenn der zweite Summand im Nenner verschwindet, was der vorstehend formulierten Koinzidenzbedingung entspricht.

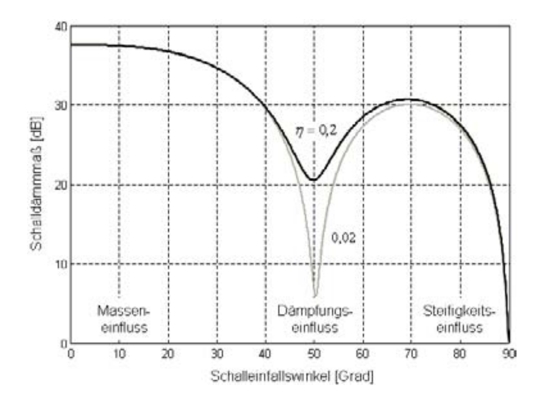


Bild 5-14: Schalldämmmaß einer steifen Wand in Abhängigkeit vom Schalleinfallswinkel (m = 10 kg/m^2; B = 10^4 Nm; f = 1 kHz)

In **Bild 5-14** ist das zugehörige Schalldämmmaß in Abhängigkeit vom Schalleinfallswinkel dargestellt. Aus dem Vergleich mit **Bild 5-11** wird ersichtlich, wie bei dem Schalleinfallswinkel, der mit der Koinzidenzfrequenz korrespondiert, die Schalldämmung einbricht. Der Maximalwert des Transmissionsfaktors (und damit der Minimalwert des Schalldämmmaßes) beläuft sich bei der Koinzidenzfrequenz auf:

$$\tau_{\max} = \left(1 + \frac{\eta \cdot \omega_k \cdot m''}{2 \cdot Z_0} \cdot \cos\theta\right)^{-2}$$

In **Bild 5-15** ist der Verlauf des Schalldämmmaßes über der Frequenz dargestellt. Auch hier ist deutlich der resonanzhafte Dämmungseinbruch bei der Koinzidenzfrequenz zu erkennen. Im Frequenzbereich unterhalb der Koinzidenz verhält sich die Wand wie die biegeweiche Barriere des vorstehenden Kapitels, während oberhalb der Koinzidenzfrequenz die Dämmung sehr viel stärker mit 60 dB/Dekade ansteigt. Das Bild macht aber auch deutlich, dass bei diffusem Schalleinfall für jede Frequenz oberhalb der kritischen Frequenz die Koinzidenzbedingung bei einem bestimmten Einfallswinkel des Schalls erfüllt ist. Damit wird das Schalldämmmaß R_d bei diffusem

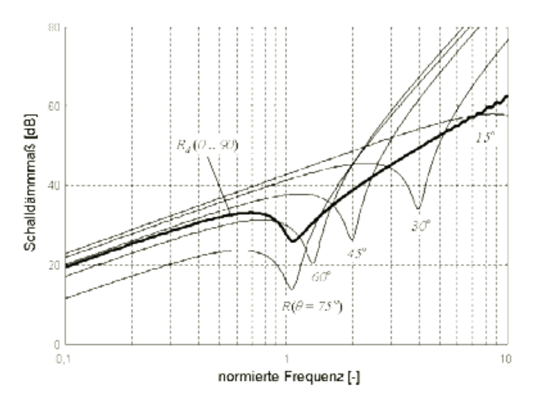


Bild 5-15: Schalldämmmaß einer steifen Wand in Abhängigkeit von der Frequenz, bei schrägem und bei diffusem Schalleinfall, für η = 0,1

Schalleinfall wesentlich durch die jeweiligen Dämmungsminima beeinflusst. Sein Dämpfungsminimum liegt nahe bei der kritischen Frequenz und die Dämpfung steigt im darüber liegenden Frequenzbereich deutlich langsamer an als bei Schalleinfall unter einem bestimmten Winkel. Das Schalldämmmaß für diffusen Schalleinfall wird gemäß Gl. 5-5 durch gewichtete Integration des Transfergrades über alle relevanten Schalleinfallswinkel ermittelt. In [10] wurde dafür von Cremer nachstehende Abschätzung hergeleitet. Diese gilt nur für den Bereich oberhalb der kritischen Frequenz und führt auf einen Anstieg des Schalldämmmaßes von ca. 25 dB/Dekade:

$$R_d\left(\omega > \omega_{k0}\right) \approx R(0) + 10\lg\eta\left(\frac{\omega}{\omega_{k0}} - 1\right) - 2dB$$

Für Stahl- und Alublech sowie für Glasscheiben kann mit folgender Faustformel für die kritische Frequenz gerechnet werden:

$$f_{k0}/Hz \approx \frac{12400}{d/mm}$$

Bei den typischen Blechstärken im Automobilbau von unter 1 mm liegt die kritische Frequenz für das nackte Blech weit über 10 kHz und ist daher praktisch nicht mehr von Bedeutung. Bei der Verglasung von PKW mit Scheibenstärken von 3–5 mm liegt die kritische Frequenz mit 2,5–4 kHz allerdings durchaus im relevanten Bereich. In **Bild 5-16** ist der aus gemessenen Terzpegeln ermittelte Verlauf des Schalldämmmaßes für eine Verglasung mit 4 mm Scheibendicke sowohl dem durch Integration als auch den durch die Näherungsrechnungen bestimmten Verläufen gegenübergestellt. Nach der vorstehenden Abschätzung beträgt die kritische Frequenz ca. 3,1 kHz. Im darunterliegenden Frequenzbereich entspricht der Dämmungsanstieg weitgehend demjenigen einer biegeweichen Masse mit 5 dB Abschlag

aufgrund des teildiffusen Schalleinfalls. Im Bereich oberhalb der kritischen Frequenz folgen die gemessenen Werte unter der Annahme eines Verlustfaktors von η = 0,03 in etwa der vorstehenden Abschätzung für diffusen Schalleinfall nach Cremer. Dazwischen liegt der charakteristische Koinzidenzeinbruch. Dieser fällt in der Messung allerdings nicht so signifikant aus wie in der Rechnung.

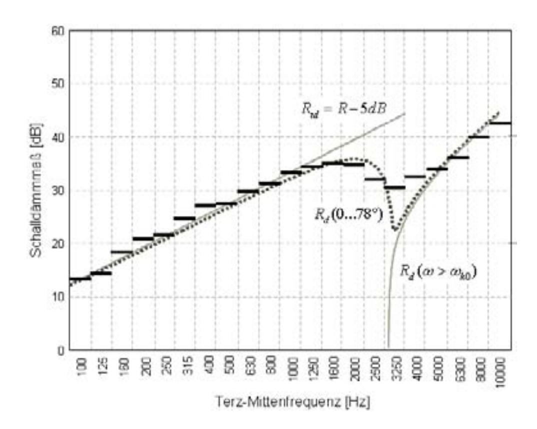


Bild 5-16: Schalldämmmaß einer Verglasung für diffusen Schalleinfall, gemessen durch Totaldämmung und gerechnet

5.3.3 Mehrschichtbauteile

Mehrschichtbauteile finden sich an vielen Stellen im Kraftfahrzeug. Wird z.B. ein *Feder-Masse-System* aufgebaut, indem zwischen Karosseriefläche und biegeweiche Schwerschicht durch Formteile aus Polyurethan-Schaum (PUR) oder mit Vliesmaterialen eine federnde Zwischenschicht eingebracht wird, so besteht das mehrlagige System in diesem Fall aus zwei biegeweichen Schichten mit den Flächenmassen m_1'' und m_2'' und einer *masselosen* elastischen Zwischenschicht mit dem Elastizitätsmodul E und der Dicke d. Für diese Konfiguration ergibt sich folgende Impedanzmatrix:

$$Z = \begin{pmatrix} j\omega m_1'' + 1/j\omega n'' & -1/j\omega n'' \\ -1/j\omega n'' & j\omega m_2'' + 1/j\omega n'' \end{pmatrix}$$

mit der Flächennachgiebigkeit

$$n'' = d / E$$

Aus der Impedanzmatrix errechnet sich mit Formel 5-3 für den Transmissionsgrad:

$$\frac{1}{\tau} = \left[1 + \frac{j\omega \cdot (m_1'' + m_2'')}{2 \cdot Z_0}\right] \cdot \left[1 + j\omega \cdot n'' \cdot \frac{Z_0}{2} - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right]$$

mit der Doppelwandresonanzfrequenz

$$\omega_0^2 = \frac{1}{m''_{ges} \cdot n''}$$

$$m''_{ges} = \frac{m_1'' \cdot m_2''}{m_1'' + m_2''}$$

Der erste Multiplikand der Formel entspricht derjenigen für das Schalldämmmaß einwandiger biegeweicher Bauteile mit der Masse m_1'' + m_2'' und führt bei Frequenzen unterhalb der Resonanzfrequenz ($\omega < \omega_0$) auf einen Anstieg von 20 dB/Dekade:

$$R \approx R(m_1'' + m_2'')$$

Der zweite Multiplikand entspricht der Vergrößerungsfunktion V_2 des Zweimassenschwingers und führt im ungedämpften Fall oberhalb der Doppelwand-Resonanzfrequenz auf einen zusätzlichen Anstieg von 40 dB/Dekade. Damit steigt das Schalldämmmaß in diesem Bereich insgesamt mit 60 dB/Dekade an:

$$R \approx R(m_1'' + m_2'') + 40\lg\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)$$

Bei höheren Frequenzen werden somit im Vergleich zu einer einfachen Schwerschicht deutlich bessere Isolationswerte bei gleichem Material- und Gewichtseinsatz erreicht. In **Bild 5-17** ist der gesamthafte Dämmungsverlauf im Vergleich zur Einfachwand für folgende Werte dargestellt:

Parameter	Symbol	Wert	Einheit
Flächenmasse 1	m_1''	5	kg/m^2
Flächenmasse 2	m_2''	5	kg/m^2
Elastizitätsmodul	E	$2 \cdot 10^4$	N/m^2
Dicke elastische Schicht	d	10	mm

Voraussetzung für die Wirksamkeit dieses Systems ist jedoch, dass die federnde Zwischenschicht vollflächig mit der Karosserie und der Schwerschicht verbunden ist und keine Dämmungseinbrüche durch Undichtigkeiten gegeben sind. Bereits geringe Undichtigkeiten können die zusätzliche Isolationswirkung weitgehend zunichte machen (Kapitel 5.3.4). Nachteil dieser Systeme ist auch der charakteristische Dämmungseinbruch bei der Resonanzfrequenz des Feder-Masse-Systems im Vergleich zur Einfachwand. Die Abstimmung dieser Systeme setzt daher die genaue Kenntnis des anregenden Frequenzspektrums und präzisen Verbau in der Fertigung voraus.

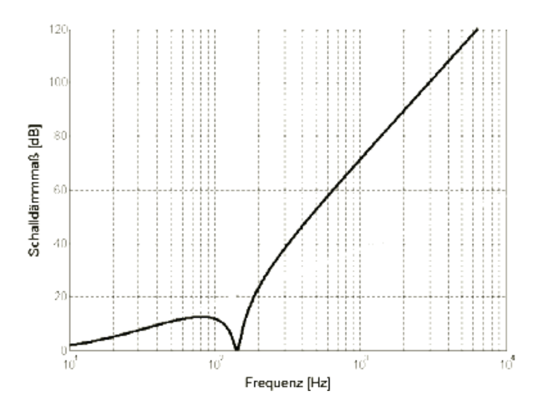


Bild 5-17: Schalldämmmaß eines mehrschichtigen Aufbaus aus zwei Massen mit masseloser elastischer Zwischenschicht im Vergleich zur biegeweichen Wand gleicher Masse

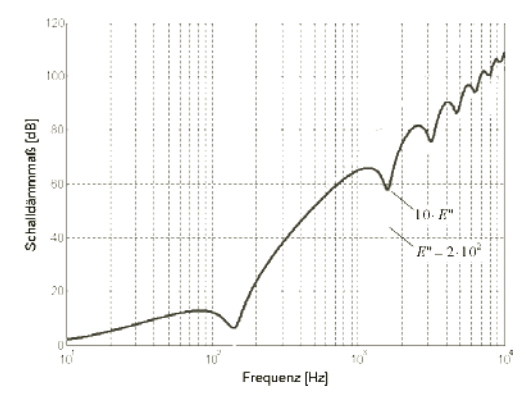


Bild 5-18: Schalldämmmaß eines mehrschichtigen Aufbaus aus zwei Massen mit viskoelastischer und massebehafteter Zwischenschicht ($\rho = 20$ kg/m^3), Verlustmodul E'' als Parameter

Für den Fall einer elastischen und *massebehafteten* elastischen Zwischenschicht mit der spezifischen Dichte ρ, gilt für die Impedanzmatrix:

$$Z = \begin{pmatrix} j\omega m_1'' - \gamma \cos kd & \gamma \\ \gamma & j\omega m_2'' - \gamma \cos kd \end{pmatrix}$$

mit

$$\gamma = \frac{j\sqrt{\rho_e E}}{\sin k_e d}$$

$$k = \omega\sqrt{\frac{\rho}{E}}$$

Für $\rho = 0$ entspricht diese Beziehung der vorstehenden Gleichung für die masselose Zwischenschicht. Für Frequenzen unterhalb der Resonanzfrequenz ($\omega < \omega_0$) entspricht das Schalldämmmaß ebenfalls demjenigen gleichschwerer einwandiger Bauteile. Für Frequenzen oberhalb der Resonanzfrequenz ω_0 steigt das Schalldämmmaß zunächst analog zur masselosen elastischen Zwischenschicht mit 60 dB/Dekade an. Bei höheren Frequenzen, für die gilt:

$$k \cdot d = n \cdot \pi \ ; \ n = 1, 2, ...$$

entstehen jedoch weitere Dämpfungsminima infolge stehender Dehnwellen in der Zwischenschicht. Für die dazwischen liegenden Dämpfungsmaxima ergibt sich nur noch ein Anstieg um 40 dB/Dekade:

$$R_{\max} \approx R(m_1) + R(m_2) + 6dB$$

In **Bild 5-18** ist das Verhalten des mehrschichtigen Aufbaus von **Bild 5-17** für den Fall dargestellt, dass die Zwischenschicht eine von Null abweichende spezifische Dichte besitzt. Deutlich sind die zusätzlichen Dämmungseinbrüche bei höheren Frequenzen zu erkennen. Legt man die Zwischenschicht viskoelastisch und damit zusätzlich auch noch dämpfend aus, so wird der Elastizitätsmodul durch Berücksichtigung des Verlustmoduls E'' komplex angesetzt (Kapitel 3.3.3). Dadurch ergeben sich weniger stark ausgeprägte Dämpfungsminima. Berücksichtigt man auch noch den Schalleinfallswinkel, so verschieben sich die einzelnen Dämpfungsminima zu höheren Frequenzen. Bei diffusem Schalleinfall wird daher das erreichbare Dämmmaß stark durch die resonanzhaften Dämmungseinbrüche bestimmt. Deshalb ist eine ausreichende Dämpfung in der Zwischenschicht unbedingt erforderlich.

In **Bild 5-20** ist das Schalldämmmaß eines Feder-Masse-Systems im Vergleich von Rechnung und

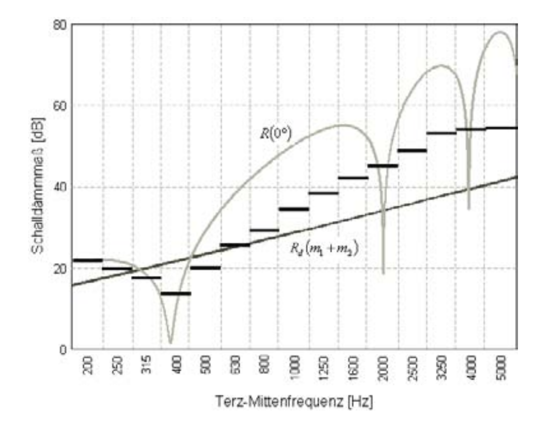


Bild 5-19: Vergleich Messung – Rechnung für Mehrschichtaufbau aus 0,8 mm Blech + 20mm Schaum + Schwerschicht 4,2kg/m^2 bei diffusem Schalleinfall

Messung dargestellt. Daraus wird deutlich, dass das Feder-Masse-System bei diffusem Schalleinfall im Vergleich mit einer gleich schweren biegeweichen Wand oberhalb der Doppelwandresonanz zwar eine deutlich bessere Schalldämmung besitzt, dass aber die theoretisch vorhergesagten Werte für senkrechten Schalleinfall bei weitem nicht erreicht werden.

Bei den *Masse-Absorber-Systemen* werden biegeweiche Schwerschichtmaterialen zur Dämmung mit einem auf der freien Oberfläche verbauten Absorber kombiniert. Setzt man in vorstehenden Rechnungen $m_2'' = 0$, so kann durch diese Konfiguration die Belegung der Schwerschicht mit Absorbermaterial charakterisiert werden. Das Dämmungsverhalten ist für diesen Fall in **Bild 5-20** dargestellt.

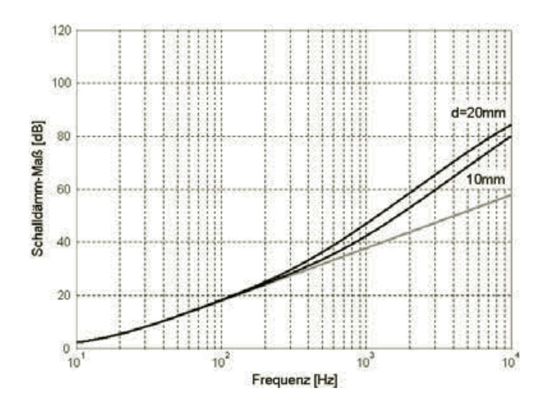


Bild 5-20: Schalldämmmaß eines mehrschichtigen Aufbaus aus einer Masse und einer leichten elastischen Absorptionsschicht

Der Dämmungsverlauf steigt bei tiefen Frequenzen entsprechend dem Berger'schen Massegesetz mit 20 dB/Dekade an, zu hohen Frequenzen hin steigt die Schalldämmung aufgrund der elastischen Absorberschicht auf 40 dB/Dekade an. Darüber hinaus reduziert der Absorber die Schallbelastung in einer absorbierend ausgestalteten Sendekavität im Vergleich zu vollständig reflektierenden Flächen (Kapitel 5.5.2). Auf der Empfangsseite verbaute Absorber reduzieren die Schallbelastung proportional zur Absorptionsfläche (Kapitel 5.4).

Da Absorption und Dämpfung in erster Näherung proportional zur Fläche des eingesetzten Materials wirksam werden, ist deren Wirksamkeit weitgehend unabhängig von Montage- und Bauteiltoleranzen. Daher sind diese Systeme im Vergleich zu Feder-Masse-Systemen wesentlich robuster im praktischen Einsatz.

Bei praktisch ausgeführten Schallisolierungen im Fahrzeug spielen zusätzliche Mechanismen eine Rolle, die in den vorstehenden idealisierten Betrachtungen vernachlässigt wurden:

- Endliche Größe der Bauteile;
- Einspannbedingung an den Begrenzungsflächen;
- Inhomogenitäten bei der Flächenbelegung;
- Komplexes Materialverhalten;

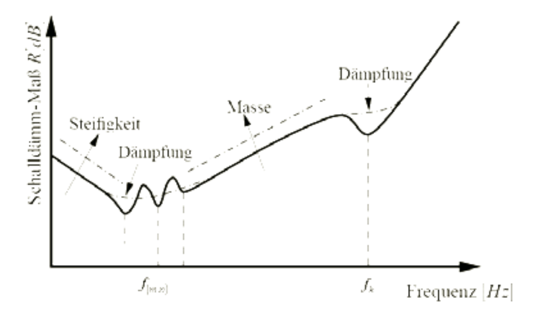


Bild 5-21: Qualitativer Verlauf des Schalldämmmaßes für praxisübliche endliche Bauteile

In **Bild 5-21** ist der qualitative Verlauf des Schalldämmmaßes für diesen Praxisfall wiedergegeben. Die endliche Bauteilgröße und die Einspannbedingungen machen sich insbesondere im tieffrequenten Bereich bemerkbar. So führen z.B. die ersten Eigenmoden der eingespannten Platte zu ausgeprägten Resonanzen (Kapitel 6.1.1). Während nach den vorstehenden idealisierten Betrachtungen für das Schalldämmmaß bei tiefen Frequenzen nur das Flächengewicht der Trennwand maßgeblich ist, ist das Transmissionsverhalten in der Realität unterhalb der ersten Eigenmode steifigkeitsdominiert. Damit steigt das Schalldämmmaß mit abnehmender Frequenz sogar wieder an. Gleichzeitig ebnet die in der Praxis ebenfalls vorliegende diffuse Schalleinstrahlung in Verbindung mit Inhomogenitäten und Zusatzdämpfungen die resonanzhaften Verläufe mehr oder weniger stark ein. Die rechnerische Berücksichtigung all dieser Phänomene erfordert numerische Rechenverfahren auf der Grundlage der statistischen Energieanalyse und ausreichend valide Materialmodelle (Kapitel 15.5). Im Ergebnis werden die vorstehend berechneten Schalldämmmaße insbesondere hochfrequent nicht vollständig erreicht.

In **Bild 5-22** sind die in der Dämmbox gemessenen Schalldämmmaße von Stahlblech, Stahlblech mit Absorbervlies belegt, sowie ein Feder-Masse-System aus Stahlblech + Schaum + Schwerschicht gegenübergestellt. Daraus wird deutlich, dass das Absorbersystem im Bereich mittlerer Frequenzen in der Schalldämmung Vorteile aufweist. Bei hohen Frequenzen besitzt der mehrschichtige Aufbau aus zwei Schwerschichten und einer elastischen Zwischenschicht das größte Potential. Die Vorteile für das Feder-Masse-System fallen in der Praxis aber wesentlich geringer

aus, als aus der idealen Theorie für senkrechten Schalleinfall zu erwarten wäre. Im hauptsächlich relevanten Frequenzbereich bis ca. 1 kHz können mit deutlich leichteren Aufbauten aus Stahlblech und dem Verbau von leichten hochabsorbierenden Belägen durchaus Dämmungseffekte erzielt werden, die viel schwereren Feder-Masse-Systemen kaum unterlegen sind.

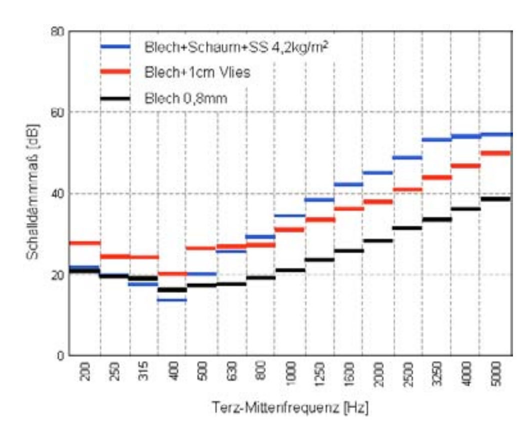


Bild 5-22: Schalldämmmaß von Stahlblech, Blech+Vlies und Feder-Masse-System im Vergleich, gemessen in der Dämmbox

5.3.4 Mehrflächige Systeme

Setzt sich die Trennwand aus mehreren Teilflächen mit dem Transmissionsgrad τ_i und der Fläche S_i zusammen, so errechnet sich der Transmissionsgrad der gesamten Wand zu:

$$\tau \cdot = \frac{1}{S_{ges}} \sum_i \tau_i \cdot S_i$$

Daraus lässt sich das Schalldämmmaß der mehrflächigen Trennwand ableiten:

$$R_{ges} = -10 \cdot \lg \frac{1}{S_{ges}} \sum_i S_i \cdot 10^{\frac{-R_i}{10}}$$

Für zwei Flächen mit den Dämmmaßen R_1 und R_2 kann obige Beziehung auch wie folgt umgeschrieben werden:

$$R_1 - R_2 = 10 \cdot \lg \left(\alpha \cdot 10^{\frac{\Delta R}{10}} + 1 - \alpha \right)$$

$$\Delta R = R_1 - R_{ges}$$

$$\alpha = \frac{S_{ges}}{S_2}$$

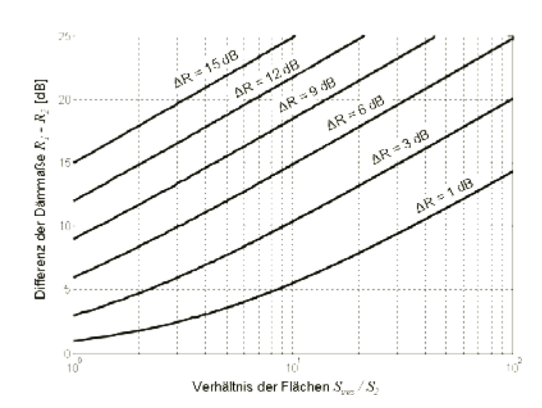


Bild 5-23: Ermittlung des Summendämmmaßes aus zwei Einzeldämmmaßen.

Aus **Bild 5-23** lässt sich beispielhaft entnehmen, dass das Schalldämmmaß einer Fläche bereits um 6 dB absinkt, wenn auf nur einem Zehntel der Fläche das Dämmmaß um 15 dB unterschritten wird. Der gleiche Effekt tritt auf, wenn auf einem Hundertstel der Fläche das Dämmmaß um 25 dB unterschritten wird. D.h. bereits sehr kleine Flächen mit reduzierter Dämmung haben signifikanten Einfluss auf die Gesamtdämmung einer Fläche. Voraussetzung für die Wirksamkeit eines Schallisoliersystems ist daher insbesondere die „akustische Dichtheit“. Dicht heißt in diesem Zusammenhang, dass außerhalb des Empfangsraums vorhandener Luftschall nicht durch direkte Luftschallübertragung in diesen Raum gelangen kann. Bedingung dafür ist, dass alle potentiellen Leckagen zwischen dem Empfangsraum und seiner Umgebung ausreichend abgedichtet sind.

In der Praxis hat man es häufig mit einem Dämmteil, z.B. der Stirnwand eines Fahrzeugs, zu tun, das mit Durchbrüchen, z.B. für Lenksäule, Kabel, usw. versehen ist. *Leckagen* an solchen Durchbrüchen stellen häufig eine besondere Dämmungsschwachstelle dar. Will man nun das Schalldämmmaß dieser Leckagen bestimmen, so sind zwei Messungen erforderlich. Die erste Messung erfolgt bei vollständig abgedichteten Durchbrüchen, die zweite im Serienzustand. Damit gilt:

$$R_{abgedichtet} = 10 \cdot \lg \left(\frac{1}{\tau_1} \right)$$

$$R_{Serie} = 10 \cdot \lg \left(\frac{1}{\tau_{1+2}} \right)$$

Für die Durchbrüche allein ergibt sich daraus:

$$R_2 = R_{abgedichtet} - 10 \lg \left(\alpha \cdot 10^{\frac{R_{abgedichtet} - R_{Serie}}{10}} + 1 - \alpha \right)$$

Die resultierende Schalldämmung von Bauteilen, welche sich aus mehreren Teilflächen zusammensetzen, lässt sich nach vorstehenden Zusammenhängen bestimmen. Dabei wird allerdings ein fugenloser Übergang zwischen den einzelnen Teilflächen unterstellt. Diese Annahme ist in der Praxis zumeist nicht gerechtfertigt. Vielmehr ergeben sich an den Berandungen der Teilflächen je nach Fügeverfahren mehr oder weniger ausgeprägte Spalte mit eingeschränkter Dämmwirkung. Um das Transmissionsverhalten der Fugen mit zu berücksichtigen, ist in DIN 12354 mit der *Fugenschalldämmung* R_{ST} eine geeignete Bemessungsgröße angegeben. Während bei flächenhaften Bauteilen die von der Bauteil*fläche* abgestrahlte Energie ins Verhältnis gesetzt wird zur auf diese Fläche einfallenden Energie, setzt man beim Fugenschalldämmmaß die pro *Längen*einheit der Fuge abgestrahlte Energie ins Verhältnis zu derjenigen Energie, die auf einer Flächeneinheit einfällt. Damit entfällt die vielfach problematische Bestimmung der Fugenbreite. Das Fugenschalldämmmaß lässt sich z.B. im Fensterprüfstand (Kapitel 18.4) aus der gemessenen Schallpegeldifferenz D zwischen Sende- und Empfangsraum unter Berücksichtigung der Absorptionsfläche A des Empfangsraums und der Fugenlänge l bestimmen:

$$R_{ST} = D + 10\lg\frac{l/m}{A/m^2}\,dB$$

Für die Kombination einer Fläche S mit dem flächenbezogenen Schalldämmmaß R und einer Fuge mit dem längenbezogenen Fugenschalldämmmaß R_{ST} ergibt sich unter der Annahme, dass die Breite a der Fuge klein ist (und damit auch $a{\bullet}l<<S$), das flächenbezogene Summenschalldämmmaß zu:

$$R_{ges} = -10\lg\left(10^{\frac{-R}{10}} + \frac{l/m}{S/m^2}\cdot 10^{\frac{-R_{ST}}{10}}\right)$$

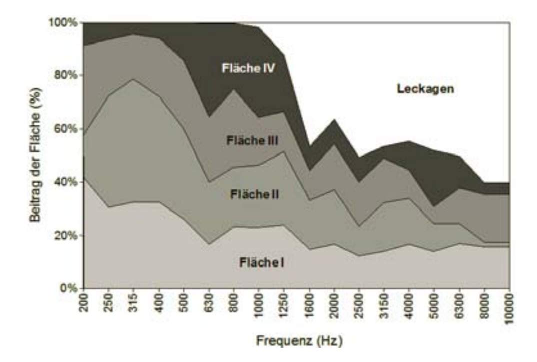


Bild 5-24: SEA-Ergebnisse der Luftschall-Übertragung vom Motorraum über die Stirnwand in den Innenraum

Rechenmodelle auf Basis der statistischen Energieanalyse (Kapitel 15.5) erlauben eine wesentlich detailliertere Betrachtung des Dämmungsverhaltens von mehrflächigen Schallisoliersystemen, auch unter Berücksichtigung der frequenzabhängigen Materialeigenschaften. In **Bild 5-24** ist z.B. der so errechnete Beitrag einzelner Flächen an der Schallimmission aus dem Motorraum in den Fahrzeug-Innenraum dargestellt. Daraus wird ersichtlich, dass insbesondere der Schalleintrag über die Leckagen mit zunehmender Frequenz stark ansteigt.

5.3.5 Transmission durch Leckagen

In der Praxis wird die Einfügedämmung von schalldämmend ausgelegten Barrieren häufig durch Leckagen begrenzt. So dringt beispielsweise der Luftschall aus dem Motorraum vorzugsweise über Undichtigkeiten der Stirnwand in den Fahrzeug-Innenraum ein. Derartige Undichtigkeiten ergeben sich insbesondere im Bereich der Lenksäule, der Pedalerie, an Kabeldurchführungen und an Durchbrüchen für Klimaanlage, Steuergeräte usw.

Ein einfaches Modell für die rechnerische Behandlung der Übertragung von Schall durch Leckagen wurde erstmals von Jones vorgestellt [146]. Es geht von der Annahme aus, dass der Transmissionsgrad der Leckageöffnungen für alle Frequenzen konstant ist. Damit entspricht das Modell im Wesentlichen dem Ansatz von Kapitel 5.3.4 für mehrflächige Systeme. Bei dünnwandigen Bauteilen und großen Leckagen wird die gesamte auf die Öffnungsfläche auftreffende Schallenergie auch durchgelassen, d.h. der Transmissionsgrad beträgt frequenzunabhängig $\tau \approx 1$. Sind die Löcher dagegen kleiner als 1 mm, so spielt die viskose Reibung an den Kanten der Öffnungen eine Rolle, was ein frequenzabhängiges Verhalten bewirkt und bei mikroperforierten Absorbern gezielt genutzt wird (Kapitel 5.4.3). Ist der Leckagedurchmesser größer wie 1 mm, die Wandstärke aber nicht vernachlässigbar klein gegen die Wellenlänge, so wird das Transmissionsverhalten ebenfalls frequenzabhängig. Für diesen Fall wurde die Transmission von Schall erstmals von Gomperts und Kilmann umfassend untersucht [13].

Befindet sich in einer Wand der Dicke d eine kleine kreisförmige Öffnung mit dem Durchmesser $2a < d$, so wirkt diese Apertur akustisch wie eine Rohrleitung mit der Transfermatrix $[T]$ entsprechend Kapitel 5.7.

$$\begin{pmatrix} p_1 \\ q_1 \end{pmatrix} = [T]\cdot\begin{pmatrix} p_2 \\ q_2 \end{pmatrix}$$

Der Schalldruck p_1 auf der Eingangsseite der Leckage setzt sich aus dem doppelten Schalldruck der einfallenden Welle p_i (vollständige Reflexion angenommen) und dem durch die Quellstärke q_1 der schwingenden Luftsäule an der eingangsseitigen Oberfläche

der Leckage induzierten Schalldruck zusammen. Der Schalldruck p_2 auf der Ausgangsseite wird nur durch die Quellstärke q_2 der schwingenden ausgangsseitigen Oberfläche bestimmt:

$$p_1 = 2 \cdot p_i - q_1 \cdot Z_r$$

$$p_2 = q_2 \cdot Z_r$$

Z_r ist die Strahlungsimpedanz der kreisförmigen Oberfläche der Öffnung. Sie kann durch die Strahlungsimpedanz des Kolbenstrahlers (Kapitel 6.1.2) angenähert werden und lässt sich wie folgt berechnen:

$$Z_r = Z_0 \cdot \left[1 - \frac{J_1(2ka)}{ka} + j \frac{S_1(2ka)}{ka} \right]$$

J_1 und S_1 sind darin die Besselfunktion und die Struve-Funktion 1. Ordnung. Der Transmissionsgrad ergibt sich aus dem Quotienten der ausgangsseitig abgestrahlten zur eingestrahlten Schallleistung:

$$\tau = \frac{Z_0}{\pi \cdot a^2} \cdot \left| \frac{q_2}{p_i} \right|^2 \cdot \mathrm{Re}(Z_r) \cdot \sec(\theta)$$

Geht man im einfachsten Fall von senkrechtem Schalleinfall aus ($\theta = 0$), und nimmt zusätzlich an, dass die Leckage mit porösem Material abgedichtet sei, so wird das Verhältnis der durchgelassenen Schallleistung zu der auf die Öffnungsfläche auftreffenden Schallleistung durch den Transmissionsgrad τ wie folgt beschrieben:

$$\tau = \frac{4 \cdot Z_0 \cdot \mathrm{Re}(Z_r)}{\left| 2Z_r \cos(\underline{k}d) + j \cdot \left(Z_r^2 / Z_a + Z_a \right) \cdot \sin(\underline{k}d) \right|^2}$$

Z_a stellt in obiger Gleichung die Impedanz und $\underline{k}$ die komplexe Ausbreitungskonstante des Absorbermaterials der porösen Abdichtung dar (Kapitel 5.4.1). Mit den dimensionslosen normierten Größen für den Lochdurchmesser und den Strömungswiderstand Ξ des Absorbermaterials

$$A = \frac{2a}{d}; \qquad X = \frac{\Xi \cdot d}{Z_0}$$

ergeben sich für das Schalldämmmaß bei unverschlossener Öffnung ($X = 0$) Verläufe gemäß **Bild 5-25**. Diese sind in Abhängigkeit vom Produkt der Kreiswellenzahl k mit der Wandstärke d dargestellt (Helmholtzzahl). Kommt die Längenausdehnung der Öffnung in die Größenordnung der Wellenlänge, so wechseln sich aufgrund von Interferenzen mit der am Rohrende reflektierten Welle Bereiche mit positivem und negativem Schalldämmmaß ab. Die Schwankungen können durchaus ±10 dB betragen. Der erste Dämmungseinbruch liegt in etwa bei der Frequenz, deren Wellenlänge gerade der doppelten Wandstärke entspricht ($k \bullet d = \pi$). Weitere Einbrüche folgen bei ganzzahligen Vielfachen dieser Frequenz. Je größer die Wandstärke im Vergleich zum Lochdurchmesser wird, umso ausgeprägter treten die Resonanzen auf. Dabei können auch negative Werte des Schalldämmmaßes erreicht werden. Dies bedeutet, dass durch die Öffnung in diesem Frequenzbereich mehr Schallenergie „gepumpt" wird, als auf diesen Flächenanteil einfällt.

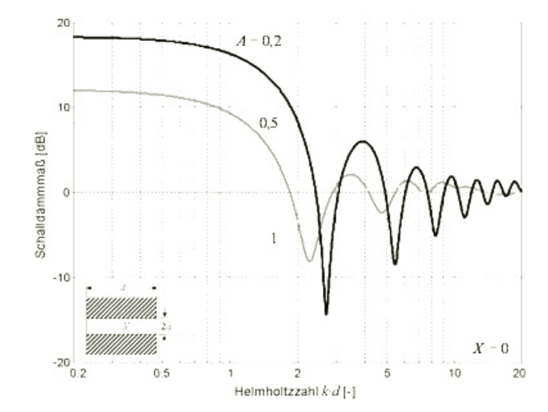


Bild 5-25: Schalldämmmaß R_L einer kreisförmigen Leckage in einer Wand ohne Abdichtung, normierter Öffnungsdurchmesser als Parameter

Eine signifikante Schalldämmung tritt nur im Frequenzbereich unterhalb der Rohrresonanzen ($kd < 1$) auf. In diesem Fall ergibt sich für den Transmissionsgrad folgende Näherung:

$$\tau \approx 2\left(\frac{2}{A} + \frac{16}{3\pi} \right)^{-2}$$

Für kleine Wandstärken ($A \to \infty$) errechnet sich daraus der Grenzwert:

$$\tau \approx 0{,}7 \;\text{ bzw. }\; R \approx 1{,}5dB$$

Zusammenfassend können damit die Fälle nach **Tabelle 5-2** unterschieden werden:

	dünne Wand, große Apertur $A > 1$	**dicke Wand, kleine Apertur** $A < 1$
tieffrequent $k \cdot d < 1$	$\tau \approx 0{,}7$ $R \approx 1{,}5$ dB	$\tau \approx 2 \cdot \left(\frac{a}{d} \right)^2$
hochfrequent $k \cdot d > 1$	$\tau \approx 1$ $R \approx 0$ dB	Rohr-resonanzen

Tabelle 5-2: Fallunterscheidung bei kreisförmigen Leckagen in einer Wand

Dichtet man die Leckageöffnung mit porösem Absorbermaterial, z.B. mit Schaumstoff, ab ($X > 0$), so wird die Schalldämmung mit zunehmendem Strömungswiderstand des Absorbermaterials immer besser (**Bild 5-26**). Um allerdings mit $X > 1$ eine signifikante akustische Abdichtung zu erreichen, muss offenporiger Schaumstoff mit einem Strömungswiderstand von $\Xi \approx 10^3 \ldots 10^4$ Nsm^{-4} stark komprimiert werden.

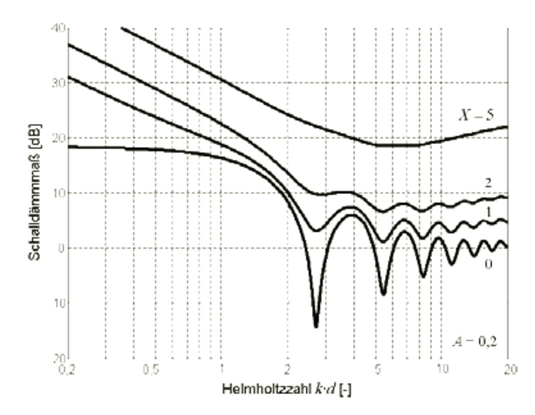


Bild 5-26: Schalldämmmaß R_L einer kreisförmigen Leckage in einer Wand mit Abdichtung durch Absorbermaterial, normierter Strömungswiderstand als Parameter

Bei tiefen Frequenzen steigt in diesem Fall der Transmissionsgrad der Leckage näherungsweise quadratisch mit dem Öffnungsdurchmesser und der Frequenz an und nimmt umgekehrt quadratisch mit der Wanddicke und dem Strömungswiderstand ab:

$$\tau \approx \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{A \cdot k \cdot d}{X} \right)^2 = \left(\frac{\pi \cdot \rho_0}{\Xi} \cdot \frac{a}{d} \cdot f \right)^2$$

Befindet sich die Leckage mit der Dämmung R_L in einer Wand mit der Fläche S_w und der Grunddämmung R_w, so errechnet sich die Schalltransmission durch das zweiflächige System nach Kapitel 5.3.4 zu:

$$\tau_{ges} = \frac{1}{S_w} \left[\left(S_w - a^2 \pi \right) \cdot 10^{-R_W/10} + a^2 \pi \cdot 10^{-R_L/10} \right]$$

Kleine Leckagen verursachen zunächst nur oberhalb der ersten Rohrresonanz einen Dämmungsabfall. Nimmt die Leckagefläche allerdings zu, so sinkt das Schalldämmmaß auch in tieffrequenteren Bereichen ab. Bis schließlich bei großen Leckagen eine gleichmäßige Absenkung der Schalldämmung über den gesamten Frequenzbereich zu beobachten ist (**Bild 5-27**, vergleiche auch **Bild 5-24**).

Das Transmissionsverhalten von langen Spalten ist grundsätzlich ähnlich wie bei kreisförmigen Leckagen. Auch in diesem Fall bestimmt die Wandstärke

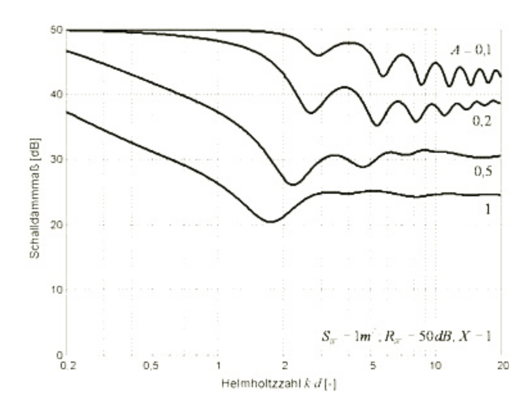


Bild 5-27: Gesamt-Schalldämmmaß R_{ges} einer Wand mit einer schwach abgedichteten kreisförmigen Leckage, normierter Öffnungsdurchmesser A als Parameter

die Frequenzlage der Resonanzen, während die Breite des Spalts die Schwankung des Schalldämmmaßes im Resonanzbereich bestimmt. Die Schwankungen sind allerdings weniger ausgeprägt. Sehr lange Spalte, deren Länge groß ist gegen die Wellenlänge, besitzen im Vergleich zur runden Öffnung insbesondere auch bei tiefen Frequenzen nur eine geringe Schalldämmung (**Bild 5-28**). Erst wenn die Wellenlänge groß wird gegen die Längenausdehnung des Spaltes, nimmt das Schalldämmmaß wieder zu. Andersherum bedeutet dies, dass alle Frequenzen, deren Wellenlänge kleiner als die Längenausdehnung des Spaltes ist, nahezu ungedämpft passieren können. Deshalb dringen durch einen schmalen Fensterspalt, dessen Länge beispielsweise weniger als ein Meter beträgt, in erster Linie hochfrequente Geräusche oberhalb 340 Hz. Sollen bei Fahrzeugen Undichtigkeiten in den Dichtsystemen von Türen und Klappen von weniger als 10 cm Länge detektiert werden, so müssen diese Bereiche mit hochfrequentem Schall oberhalb von 3400 Hz beaufschlagt werden.

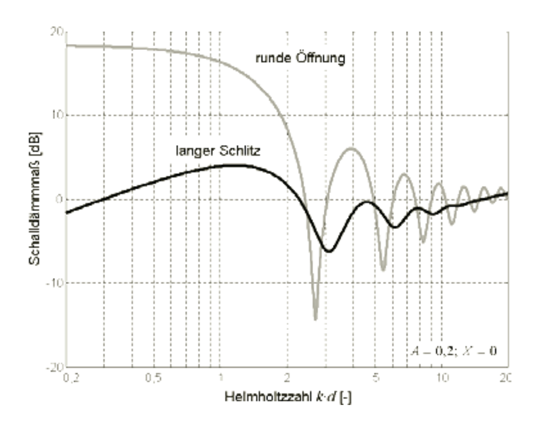


Bild 5-28: Schalldämmmaß einer runden Öffnung im Vergleich zu einem sehr langen Spalt, bei gleichem Halbmesser

Auch wenn die Länge eines Spaltes, wie vorstehend dargestellt, entscheidend ist für dessen Transmissionsverhalten, macht die Betrachtung von sehr langen Spalten ($l \gg \lambda$) ebenfalls Sinn. Dadurch entfällt der Einfluss der Längenausdehnung, die Sensitivitäten der verbleibenden Einflussgrößen werden dadurch umso besser sichtbar. Wird z.B. die Öffnung des Spaltes nicht mit porösem Material verfüllt, sondern an einem oder an beiden Rändern durch Dichtungen verschlossen (einfaches oder doppeltes Dichtsystem), wie dies z.B. bei Türen und Klappen der Fall ist, so ist die Flächenmasse m'' der Dichtungen maßgebend für die erreichbare Dämmwirkung. Normiert man die Flächenmasse auf das Produkt aus der spezifischen Dichte der Luft und der Bauteildicke

$$M = \frac{m''}{\rho_0 \cdot d}$$

so ergeben sich nach Mechel [125] für das Schalldämmmaß sehr langer Spalte Verläufe entsprechend **Bild 5-29**. Das Bild zeigt deutlich den positiven Einfluss der massebehafteten Dichtungen in einer oder zwei Dichtebenen. In der Praxis werden z.B. für den durch eine Dichtebene abgedichteten Türspalt von Kraftfahrzeugen Schalldämmmaße von ca. 25 – 30 dB und durch zwei Dichtebenen typischerweise ca. 10 dB bessere Werte erreicht (vergleiche Kapitel 5.5.5).

Für tiefe Frequenzen bzw. mit entsprechend geringen Wandstärken ($kd < \pi$) kann der Zusammenhang beim doppelten Dichtsystem durch folgende Gleichung angenähert werden (gestrichelte Kurve in **Bild 5-29**):

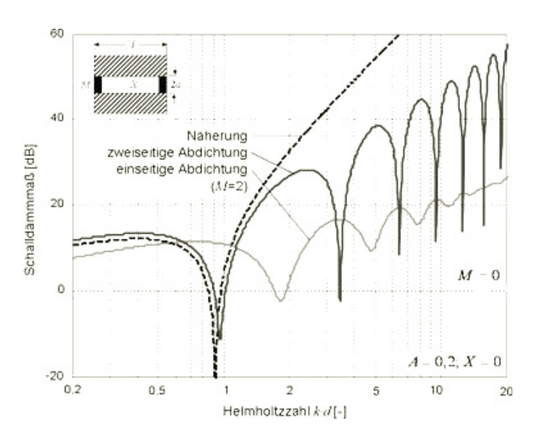


Bild 5-29: Schalldämmmaß R_L einer sehr langen spaltförmigen Leckage mit massebehafteten Dichtungen, im Vergleich zum leeren Spalt

$$\tau \approx \frac{2A}{k \cdot d} \left| 1 + 2M - (k \cdot d)^2 M (1 + M) \right|^{-2}$$

Ohne Abdichtung ($M = 0$) nimmt der Transmissionsgrad sehr langer Spalte nach dieser Beziehung proportional mit der lichten Weite des Spalts zu und umgekehrt proportional zur Frequenz bzw. dem Quadrat der Wandstärke ab:

$$\tau \approx \frac{2 \cdot A}{k \cdot d} = \frac{2 \cdot c_0}{\pi} \cdot \frac{a}{d^2 \cdot f}$$

5.4 Luftschallabsorption

Bei den bisherigen Betrachtungen zur Schalldämmung wurde von der Annahme ausgegangen, dass sich die durchgelassene Schallwelle auf der Empfangsseite ungehindert ausbreiten kann (1/2 ∞ Raum). Diese Bedingung ist allenfalls in Fensterprüfständen mit absorbierendem Empfangsraum (Kapitel 18.4) oder bei der Schallausbreitung im Freien annähernd erfüllt. In geschlossenen Empfangsräumen mit teilweise reflektierenden Oberflächen, z.B. im Fahrzeug-Innenraum, ist diese Bedingung nicht erfüllt.

Die auf eine Begrenzungsfläche S zwischen Sende- und Empfangsraum einfallende Schallleistung beträgt in diesem Fall:

$$P_s = I_s \cdot S$$

Die in den Empfangsraum abgestrahlte und dort absorbierte Schallleistung beträgt:

$$P_e = I_e \cdot A_e$$

Das Absorptionsverhalten der Flächen des Empfangsraums wird dabei durch die so genannte äquivalente Absorptionsfläche A_e charakterisiert. Diese ergibt sich aus der Summe der Teilflächen S_i, multipliziert mit deren Absorptionsgrad α_i:

$$A_e = \sum_i \alpha_i \cdot S_i$$

Unter Berücksichtigung des Schalldämmmaßes der Trennfläche

$$R = 10 \lg \frac{P_s}{P_e}$$

kann der Pegel im Empfangsraum bestimmt werden:

$$L_e = L_s - R + 10 \lg \frac{S}{A_e}$$

Eine wirksame Reduzierung des Schallpegels im Empfangsraum erfordert gemäß obiger Gleichung nicht nur den Einsatz von Dämmungs- sondern auch denjenigen von Absorptionsmaßnahmen. Erhöht man die Absorptionsfläche von A_1 auf A_2, so reduziert sich der Pegel um:

$$\Delta L = 10 \cdot \log_{10} \frac{A_2}{A_1} = 10 \lg \left(1 + \frac{\Delta A}{A_1} \right)$$

In **Bild 5-30** sind die gemessene Verläufe der Absorptionsfläche von zwei Mittelklasse-Limousinen gegenübergestellt. Daraus wird ersichtlich, dass sich die Absorptionsfläche im Bereich zwischen 5–10 m^2 bewegt und in Abhängigkeit von Fahrzeugtyp und Innenausstattung durchaus um den Faktor 2 schwanken kann. Nach obiger Gleichung hat eine Verdoppelung der Absorptionsfläche von A_1 nach A_2 z.B. eine Senkung des Schallpegels um 3 dB zur Folge. Diese Wirkung kommt allerdings nur bei diffusem Schallfeld außerhalb des Hallradius voll zum Tragen (Kapitel 5.6).

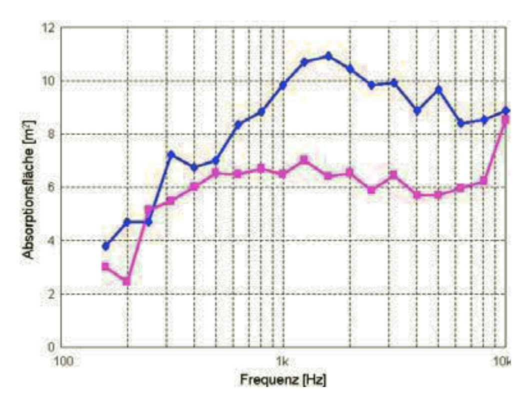


Bild 5-30: Gemessene Absorptionsfläche des Innenraums von zwei verschiedenen Mittelklasse-Limousinen

In der Fahrzeugtechnik werden sowohl passive als auch aktive Absorber eingesetzt. Passiv bedeutet in diesem Zusammenhang, dass das Absorptionsmaterial von der auftreffenden Schallwelle nicht zum Mitschwingen angeregt wird. Luftschalldämpfung wird vielmehr dadurch erreicht, dass ein Teil der Bewegungsenergie der Luftmoleküle in Wärme überführt wird. Dies geschieht durch Reibung an den Grenzflächen von porösen Materialien, in welche die Schallwellen eindringen. Allgemein gilt: je tiefer die zu dämpfenden Frequenzen, desto dicker muss das Absorptionsmaterial sein. Poröse Absorber (Kapitel 5.4.1) entfalten ihre Wirksamkeit daher in erster Linie bei höheren Frequenzen („Höhenschlucker"). Im Gegensatz dazu stehen die aktiven Resonanzabsorber, bei denen eine massebehaftete Membran durch die Schallwellen zum Mitschwingen gebracht wird. Ihr Absorptionsverhalten ist stark frequenzabhängig und in der Regel auf tiefe Frequenzen abgestimmt („Tiefenschlucker"). Bezogen auf die Ausführungsform können Resonanzabsorber als Kammer- oder Membranabsorber (Kapitel 5.4.2) bzw. als Helmholtz-Resonatoren (Kapitel 5.4.4) ausgeführt werden. Eine Zwitterstellung zwischen den passiven und den aktiven Absorbern nehmen die neuerdings verfügbaren mikroperforierten Absorber ein (Kapitel 5.4.3). Diese weisen ebenfalls ein stark resonanzhaftes Absorptionsverhalten auf, jedoch ohne dass eine Membran mitschwingt. Mikroperforierte Absorber können auch problemlos auf alle praktisch relevanten Frequenzbereiche ausgelegt werden.

5.4.1 Poröse Absorber

Bereits seit Lord Rayleigh sein Modell für die Absorption von Luftschall aufstellte [16] weiß man, dass Luftschallwellen gut in porösem Material gedämpft werden, wenn die Dimension der Öffnungen im Bereich einiger zehntel Millimeter liegt. Als poröse Absorber werden daher Materialien bezeichnet, die eine offenporige Struktur dieser Größenordnung aufweisen. Verwendung finden sowohl faserige Vliese aus Kunststoffen **(Bild 5-31)** und natürlichen Fasermaterialien wie z.B. Baumwolle als auch offenporige Schaumstoffe. Auch geschlossenporige Schaumstoffe zeigen noch absorbierende Eigenschaften, wenn die Poren eine gewisse Größe erreichen und die Zellwände ausreichend elastisch sind. In thermisch hoch belasteten Bereichen, beim Kraftfahrzeug beispielsweise zwischen Tunnel und Abgasanlage, werden auch Absorber aus Mineralwolle eingesetzt. Diese sind meist zwischen Kohlefasermatten eingepresst und mit dünnen Aluminiumblechen gegen die Wärmestrahlung geschützt. Da künstliche Mineralfasern aber als gesundheitlich bedenklich eingestuft sind, gilt das Minimierungsgebot. Deshalb wird auch an temperaturfesten porösen Absorbern auf der Basis von mineralischen Schäumen gearbeitet **(Bild 5-32)**.



Bild 5-31: Schallabsorber aus Microfaservlies mit PP- und PE-Fasern

Die Wirkung von porösen Absorbern beruht darauf, dass die auftreffenden Schallwellen in die Poren und Kanäle des Absorbers eindringen. Reibung und Strömungswiderstand in den Poren führen zu einer Umwandlung der Schallenergie in Wärme. Poröse Absorber können nach dem Modell von Rayleigh im Wesentlichen durch die Materialkenngrößen Strömungswiderstand Ξ und Porosität σ beschrieben werden. Der Strömungswiderstand bestimmt sich aus dem Druckabfall Δp einer Materialprobe der Dicke d bei der Strömungsgeschwindigkeit v_0:

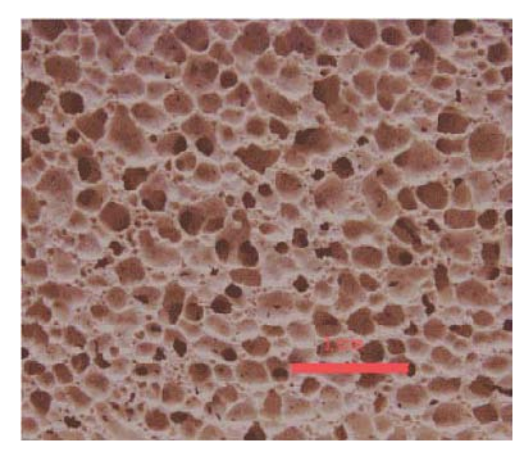


Bild 5-32: Schallabsorber aus offenzelligem Mineralschaum

$$\Xi = \frac{\Delta p}{d \cdot v_0}$$

Die Porosität beschreibt den Bruchteil des Luftvolumens bezogen auf das Gesamtvolumen des Materials. Sie liegt für Faservliese und offenzellige Plastikschäume bei > 0,95 und besitzt daher nur einen geringen Einfluss.

Wird der Absorber direkt vor einer schallharten Wand montiert, so geht die Schnelle an der Wand gegen Null und der Absorber hat in diesem Bereich praktisch keine Wirkung. Die beste Wirkung tritt dagegen auf, wenn der Absorber im Schnellemaximum der Schallwelle liegt. Dies entspricht einem Abstand von λ/4 vor der schallharten Wand. Da dieser Abstand z.B. bei 500 Hz immer noch ca. 17 cm beträgt, kann diese Bedingung im Automobil aus Platzgründen praktisch nie erfüllt werden. Wird der poröse Absorber vielmehr, wie im Automobilbau üblich, unmittelbar vor der schallharten Wand angebracht, so ergeben sich die Verhältnisse nach **Bild 5-33**:

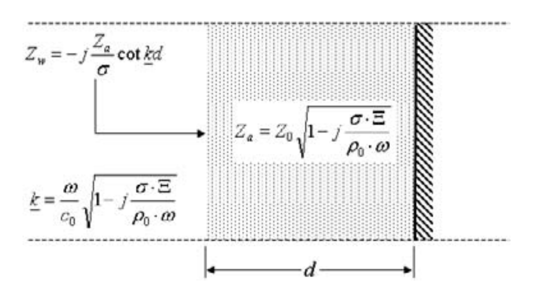


Bild 5-33: poröser Absorber vor schallharter Wand

Für die Impedanz des porösen Materials gilt:

$$Z_a = Z_0 \sqrt{1 - j \frac{\sigma \cdot \Xi}{\rho_0 \cdot \omega}}$$

Da sich die Geschwindigkeit der Luftströmung beim Eintritt in das poröse Material nach der Kontinuitätsbedingung mit der Porosität ändert, ändert sich auch die Wandimpedanz entsprechend:

$$Z_w = \frac{Z_a}{\sigma}$$

Beim Anbringen der schallharten Wand ergibt sich schließlich für die Wandimpedanz in Abhängigkeit von der Schichtdicke *d* und der komplexen Wellenzahl $\underline{k}$ des Absorbers:

$$Z_w = -j \frac{Z_a}{\sigma} \cot \underline{k} d$$

$$\frac{Z_w}{Z_0} = Z'_w = R'_w + j \cdot X'_w$$

Aus der normierten Wandimpedanz Z'_w kann schließlich der Absorptionsgrad ermittelt werden. Trifft der Luftschall unter dem Winkel θ auf die Oberfläche des porösen Materials, so gilt nach Kapitel 5.2.3:

$$\alpha(\theta) = \frac{4 \cdot R'_w \cdot \cos\theta}{\left(1 + R'_w \cdot \cos\theta\right)^2 + \left(X'_w \cdot \cos\theta\right)^2}$$

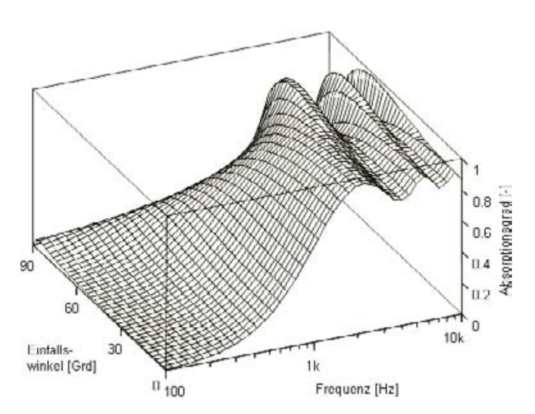


Bild 5-34: Absorptionsgrad in Abhängigkeit von der Frequenz und vom Schalleinfallswinkel ($\sigma = 0{,}9$; $\Xi = 10^4 \text{Ns/m}^4$; $d = 0.05$m)

Der Absorptionsgrad geht sowohl zu niedrigen Frequenzen hin als auch für Schalleinfallswinkel nahe 90 Grad jeweils gegen Null, während er im Bereich hoher Frequenzen in einem breiten Einfallswinkelbereich auf hohem Niveau verbleibt. In **Bild 5-35** ist der Verlauf bei senkrechtem Schalleinfall für unterschiedliche Schichtdicken des Absorbers gezeigt. Wie aus dem Bild ersichtlich wird, ist bei vorgegebener Schichtdicke erst ab einer ausreichend hohen Frequenz nennenswerte Absorption zu verzeichnen (Höhenschlucker). Bei einem Absorptionsmaterial mit vorgegebenem Strömungswiderstand sinkt mit ab-

nehmender Schichtdicke die bei hohen Frequenzen maximal erreichbare Absorption ebenfalls ab.

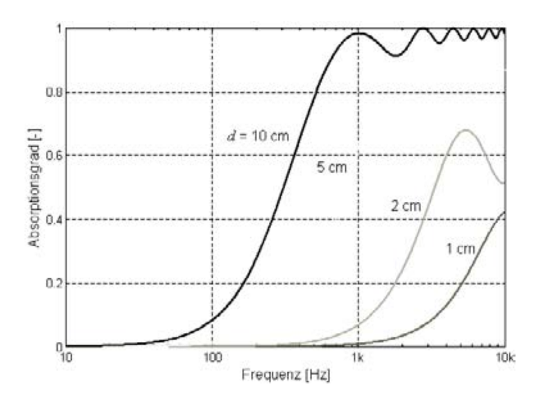


Bild 5-35: Absorptionsgrad einer porösen Schicht vor einer starren Wand bei senkrechtem Schalleinfall (θ=0°), Schichtdicke des Absorbers als Parameter

Der Zusammenhang zwischen der Dicke d des Absorbers und der Frequenz der Absorptionsmaxima kann näherungsweise durch folgende Beziehung bestimmt werden:

$$f \approx \frac{c \cdot N}{4 \cdot d}$$

$$N = 1, 3, 5, ...$$

Der Zusammenhang resultiert aus der Tatsache, dass Absorptionsmaxima gerade dann eintreten, wenn eine Schwingung mit ¼, ¾, usw. in den Absorber passt. In diesem Fall besitzt die Schallschnelle an der Absorberoberfläche einen Schwingungsbauch.

Der Absorptionsgrad bei diffusem Schalleinfall ergibt sich in Analogie zu Kapitel 5.3.1 zu:

$$\alpha_d = \int_0^{\pi/2} \alpha(\theta) \cdot \sin(2\theta) \cdot d\theta$$

Um optimale Absorption zu erreichen, muss sichergestellt sein, dass die Schallwellen ausreichend in den Absorber eindringen können und nicht an der Oberfläche reflektiert werden. Dazu darf der Strömungswiderstand nicht zu groß werden, andererseits muss er aber groß genug sein, um einen ausreichend großen Reibungsverlust auf der verfügbaren Laufstrecke im porösen Material hervorzurufen. Um diese Bedingungen zu erfüllen, hat sich folgende Fausformel für die Auslegung von porösen Absorberschichten bewährt:

$$\Xi \cdot d \approx 3 \cdot Z_0$$

In **Bild 5-36** ist der Absorptionsgrad bei diffusem Schalleinfall für verschiedene Schichtdicken des Absorbers dargestellt. Dabei wurde in Abhängigkeit von der jeweiligen Schichtdicke auch der optimale Strömungswiderstand nach vorstehender Formel unterstellt. Aus dem Bild kann man gut erkennen, dass in diesem Fall der maximale Absorptionsgrad für jede Schichtdicke immer in etwa auf das gleiche Niveau ansteigt, aber die 100 % nicht mehr ganz erreicht. Dies erklärt sich aus der Tatsache, dass der Absorptionsgrad für Schallwellen mit einem schrägen Einfallswinkel stark abnimmt. Allerdings wird aus dem Bild auch deutlich, dass bei Schichtdicken des Absorbermaterials in der Größenordnung von maximal 20 bis 30 mm, wie sie im Automobilbau typisch sind, auch bei optimaler Wahl der Materialparameter, nur für Frequenzen oberhalb von einigen hundert Hz eine nennenswerte Absorptionswirkung zu verzeichnen ist.

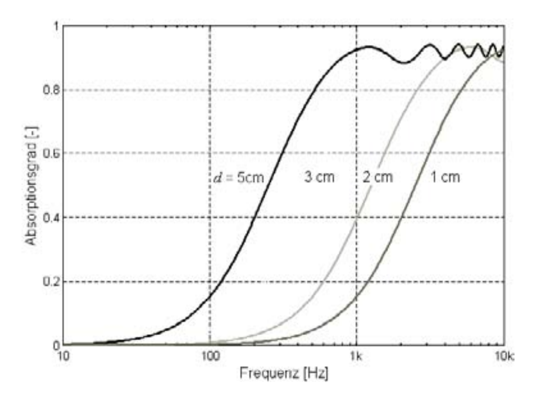


Bild 5-36: Absorptionsgrad bei optimal angepasstem Strömungswiderstand und diffusem Schalleinfall, Schichtdicke des Absorbers als Parameter

Wird der Absorber durch eine Deckschicht geschützt, so muss diese eine ausreichende akustische Transparenz aufweisen. Dies ist durch sehr dünne Folien (< 100 μm) oder durch Perforation mit einem Lochflächenverhältnis von > 30% gewährleistet. Ist die akustische Transparenz nicht gegeben, so wirkt die Folie wie im Falle des in Kapitel 5.4.2 beschriebenen Resonanz-Absorbers.

5.4.2 Kammer- und Membran-Absorber

Eine weitere Möglichkeit der Energiedissipation liegt in der Weiterleitung der Schwingungsenergie der Luft an ein anderes mechanisches Schwingungssystem, in dem diese dann durch Materialdämpfung oder Kontaktreibung abgebaut wird. Dazu muss dieses Schwingungssystem von der Luftschallwelle leicht anregbar sein, also mit seiner Eigenfrequenz auf die Frequenz des einfallenden Schalls abgestimmt werden. Man spricht daher von Resonanzabsorbern oder, auf die Ausführungsform bezogen, von Plattenresonatoren bzw. von Helmholtz-Resonatoren. Beide Ausführungsformen spielen im Automobilbau eine gewisse Rolle insbesondere im Zusammenhang mit absorbierenden Motorraumverkleidungen.

Als *Plattenresonator* bezeichnet man eine massebehaftete biegeweiche Platte, die im Abstand d vor einer schallharten Wand angeordnet ist. Das Luftpolster im Zwischenraum wirkt als Feder, analog zum Helmholtz-Resonator. Der Zwischenraum kann alternativ auch durch eine leichte elastische Zwischenschicht gefüllt sein.

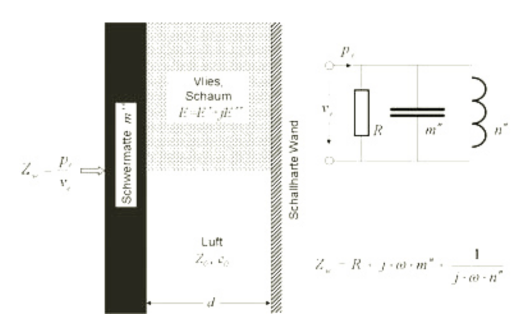


Bild 5-37: Plattenresonator vor starrer Wand, entweder mit Luft oder mit Vlies bzw. Schaum als elastischer Schicht

Ein Plattenresonator ist somit ein Feder-Masse-System, das durch die auftreffenden Schallwellen zu Schwingungen angeregt wird. Für die Wandimpedanz gilt:

$$Z_w = R + j \cdot \omega \cdot m'' + \frac{1}{j \cdot \omega \cdot n''}$$

$$n''_{Luft} = \frac{d}{Z_0 \cdot c_0}$$

$$n''_{Schaum} = \frac{d}{E_1}$$

Durch Umformung und Normierung auf Z_0 erhält man die normierten Größen Verlustwiderstand R' und Resonator-Kennwiderstand X' :

$$Z'_w = \frac{Z_w}{Z_0} = R' + j \cdot X' \cdot \left(\omega_n - \frac{1}{\omega_n} \right)$$

$$X' = \frac{\sqrt{m''/n''}}{Z_0} = \frac{m'' \cdot \omega_0}{Z_0}$$

mit der auf die Resonanzfrequenz ω_0 normierten Frequenz η:

$$\eta = \frac{\omega}{\omega_0}$$

$$\omega_0^2 = \frac{1}{m'' \cdot n''}$$

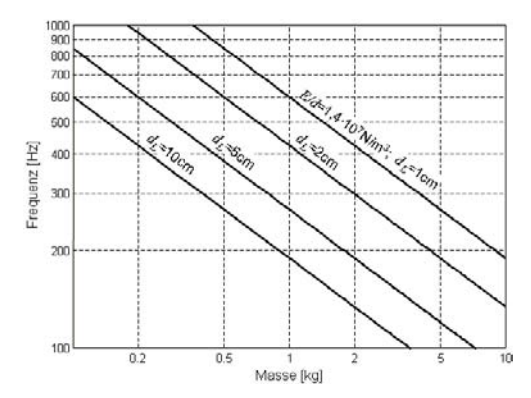


Bild 5-38: Resonanzfrequenz eines Plattenresonators in Abhängigkeit von der Schichtdicke des Luftpolsters bzw. des auf die Schichtdicke bezogenen E-Moduls

In **Bild 5-39** ist der aus der Wandimpedanz abgeleitete Absorptionsgrad graphisch dargestellt, sowohl bei Vatiation des normierten Verlustwiderstandes R' (oben), als auch bei Variation des normierten Resonator-Kennwiderstandes X' (unten). Aus dem Diagramm wird ersichtlich, dass optimale Absorption mit $\alpha = 1$ nur gegeben ist für den Fall:

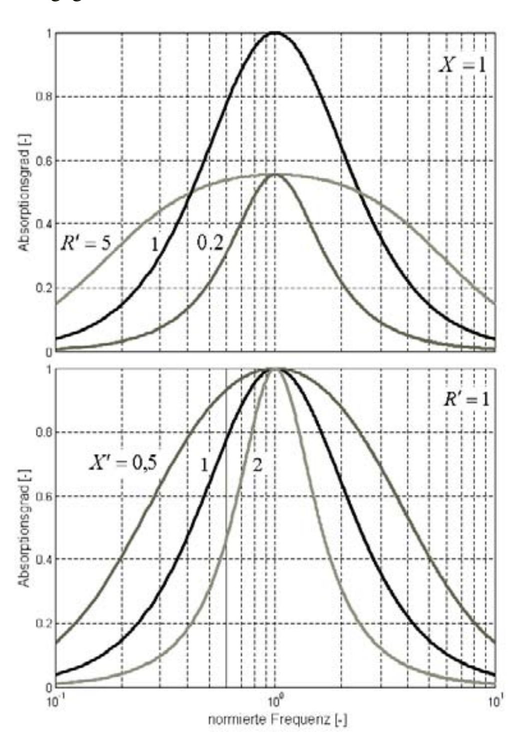


Bild 5-39: Absorptionsgrad eines Resonanzabsorbers aus Schwerschicht und elastischer Schicht vor einer schallharten Wand

$$R' = 1 \;\; d.h. \;\; R = Z_0$$

Durch Variation der Kennimpedanz kann dagegen die Bandbreite der Resonanz in weiten Grenzen variiert werden ohne die Absorption zu beeinträchtigen. Um gute Absorption in einem weiten Frequenzbereich zu erzielen, muss der Kennwiderstand möglichst klein gewählt werden. Das bedeutet nach vorstehender Formel möglichst geringe Flächenmasse und Flächensteifigkeit, unabhängig von der Wahl der Resonanzfrequenz.

Plattenresonatoren kommen im Automobil insbesondere bei absorbierenden Motorraumauskleidungen in Form von *Kammerabsorbern* aus zur Anwendung. Dabei wird ein auf der Außenseite verhauteter Schaumstoff mit eingelagertem Schwermaterial zu Kammern unterschiedlicher Dimension geformt und auf einen Träger appliziert **(Bild 5-40)**. Die Deckfläche der Kammern stellt dabei die Masse und die eingeschlossene Luftschicht die Feder des jeweiligen Resonators dar. Speziell beim Unterschild der Motorkapsel hat der Schutz vor Kraftstoff und Öl Vorrang. Demzufolge kommen hier Lösungen mit offenporigen Absorptionsmaterialien nicht in Betracht.



Bild 5-40: Unterschild einer Motorraumkapsel mit Kammerabsorbern

In **Bild 5-41** sind im Hallraum gemessene Absorptionskoeffizienten (Kapitel 18.3) für PU-Schaum ohne und mit Abdeckfolie demjenigen eines Kammerabsorbers gleicher Bauhöhe gegenübergestellt. Aus dem Bild geht hervor, dass die Abdeckfolie beim PU-Schaum im Bereich höherer Frequenzen eine Reduktion des Absorptionsgrades hervorruft, da sie sich in diesem Frequenzbereich nicht mehr vollständig akustisch transparent verhält. Der Kammerabsorber besitzt

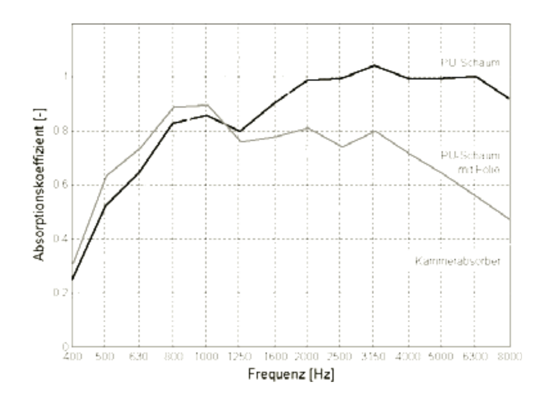


Bild 5-41: Absorptionskoeffizient α_d in Abhängigkeit von der Frequenz, gemessen im diffusen Schallfeld, Schichtdicke bzw. Kammerhöhe jeweils 20 mm

dagegen im Bereich der Resonanzfrequenz ein deutliches Absorptionsmaximum. Unterhalb der Resonanz liegen alle drei Absorber in etwa auf gleichem Niveau. Oberhalb der Resonanz weist der Kammerabsorber im Vergleich zu den Varianten mit PU-Schaum den geringsten Absorptionskoeffizienten auf. Bei modernen Fahrzeugen wird zumeist auf Resonanzabsorber in Form von Kammerabsorbern verzichtet. Stattdessen kommen vermehrt gewichtsoptimalere mikroperforierte Absorber zum Einsatz (Kapitel 5.4.3).

Membranabsorber sind durch eine poröse Grundschicht gekennzeichnet, welche durch Stege in Kammern mit unterschiedlicher Ausdehnung und Tiefe unterteilt wird. Im Gegensatz zum Kammerabsorber werden diese Kammern nur durch eine dünne Folie abgedeckt. Für Schallfrequenzen beispielsweise oberhalb etwa 1000 Hz ist die Folie schalltransparent, so dass die Schallwellen nur durch die Reibung in der Grundschicht gedämpft werden. Bei tieferen Frequenzen wirken die vor den einzelnen Kammern liegenden Folienbereiche dagegen wie Membranen, d.h. sie führen Biegeschwingungen aus, und es erfolgt eine Umwandlung der Schallenergie durch Reibung im Material der Folie, an den Befestigungsstellen und in der in den einzelnen Kammern eingeschlossenen Luftschicht. Die Kammern wirken also zusammen mit den jeweils zugeordneten Folienbereichen als Membranabsorber, die infolge der unterschiedlichen Dimensionen der Kammern in ihrer Gesamtheit den



Bild 5-42: Prinzipaufbau eines Membranabsorbers

Schall relativ breitbandig absorbieren. Durch Mikroperforation der Folie (Kapitel 5.4.3) kann die Frequenzabhängigkeit noch weiter optimiert werden.

5.4.3 Mikroperforierte Absorber (MPA)

Lochplatten mit grober Perforation werden vielfach für die Abdeckung von absorbierendem Material eingesetzt. Dabei wird nur vorausgesetzt, dass die Lochplatten akustisch transparent sind, was einen ausreichend großen Perforationsgrad erfordert. Wenn man die Löcher jedoch deutlich kleiner als 1 mm macht (mikroperforierten Absorber), lässt sich bereits in den Löchern so viel viskose Reibung erzeugen, dass gar kein zusätzlicher Absorber mehr nötig wird. Diese Technologie nimmt im Bereich der Absorber-Materialien somit eine Zwitterstellung zwischen den breitbandig wirkenden passiven Absorbern und den schmalbandigen aktiven Absorbern ein, da sie ein resonanzhaftes Absorptionsverhalten wie die aktiven Absorber besitzen, aber ohne dass ein aktives Mitschwingen einer Membran stattfindet. Die Grundlagen dieser Theorie gehen zwar bereits auf die 40er Jahre des vorigen Jahrhunderts zurück, aber erst Maa hat das Potential als eigenständiger Absorber erkannt [5]. Praktisch anwendbar sind MPA's für den Automobilbau erst in der jüngsten Vergangenheit, seit geeignete Technologien zur Verfügung stehen, um dünne Bleche oder Aluminium-Folien kostengünstig mit kleinsten Löchern oder Schlitzen zu versehen.

Nach dem Modell von Rayleigh entstehen in den in regelmäßigem Abstand a angebrachten Löchern mit dem Durchmesser $d = 2r$ hohe Reibungsverluste, wenn der Lochdurchmesser mit < 1mm in der Größenordnung der akustischen Grenzschicht δ für laminare Durchströmung liegt [16]:

$$x = \frac{r}{\delta} = r\sqrt{\frac{\omega\rho_0}{\eta}} = 0{,}65 \cdot \frac{r}{mm}\sqrt{\frac{f}{Hz}} \leq 1$$

ρ_0 Luftdichte
η Viskosität der Luft

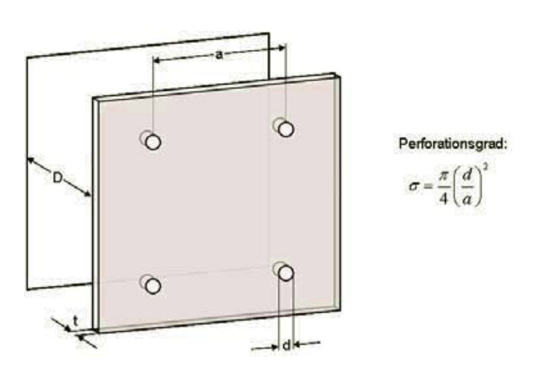


Bild 5-43: Mikroperforierte Platte vor starrer Wand

Nach der Theorie von Maa ergibt sich für die gemittelte Wandimpedanz der Lochplatte im Abstand D vor einer schallharten Wand:

$$\frac{Z_w}{Z_0} = Z'_w = R' + j \cdot X'$$

mit

$$R' = \frac{8\eta}{\rho_0 c_0} \frac{t}{\sigma \cdot r^2}\left(\sqrt{1+0{,}031x^2} + 0{,}35x\frac{r}{t}\right)$$

$$X' = \omega \cdot m'_L - \cot\frac{\omega \cdot D}{c_0}$$

$$m'_L = \frac{t}{c_0 \cdot \sigma}\left(1 + \frac{1}{\sqrt{9+0{,}5x^2}} + 1{,}7\frac{r}{t}\right)$$

Der aus der Wandimpedanz abgeleitete Absorptionsgrad ist nachstehend in **Bild 5-44** dargestellt. Daraus wird ersichtlich, dass nur durch die Gestaltung der Perforation Absorptionsgrade von nahezu 100 % bei exakt definierten Frequenzen ohne Verwendung von porösen oder faserigen Materialien eingestellt werden können.

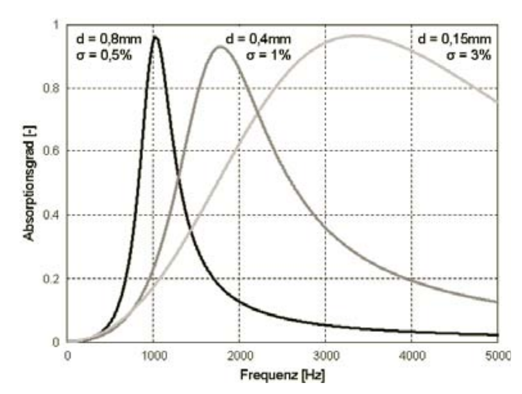


Bild 5-44: Absorptionsgrad von mikroperforierter Folie mit 0,15 mm Dicke und 15 mm Wandabstand

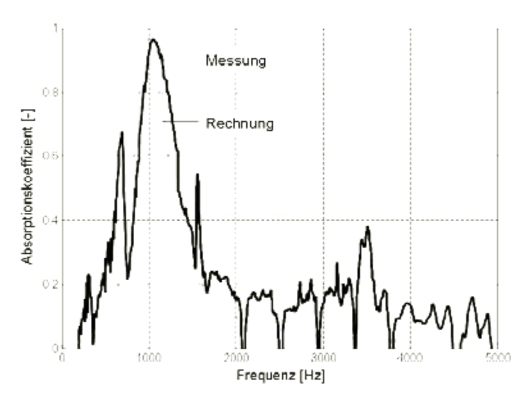


Bild 5-45: Vergleich des Absorptionsverhaltens, berechnet nach der Theorie von Maa vs. Messung im Kund'schen Rohr [147]

Die Technologie der mikroperforierten Absorber ermöglicht damit auch die absorbierende Kapselung in Bereichen, die bisher aus thermischen Gründen offen gelassen werden mussten. Dazu werden geschlitzte Metalle auf einem Kunststoffträger ohne Einsatz von Fasermaterialien verwendet **(Bild 5-46)**.



Bild 5-46: Mikroperforierter Absorber als Motor-Hitzeschild und Teil einer Schallkapsel

5.4.4 Helmholtz-Resonator

Beim Helmholtz-Resonator wirkt eine schwingende Luftsäule in einem Kanal mit der Fläche *S* und der Länge *l* als Masse *m* und das Luftvolumen *V* einer dahinterliegenden Kavität als Feder mit der Nachgiebigkeit *n* **(Bild 5-47)**. Da der Übergang zwischen Luft-Bereichen, die als Masse bzw. als Feder wirken, fließend ist, wird die Länge *l* des Kanals um das Korrekturglied $\pi r/2$ ergänzt:

$$l_{korr} = l + \pi \cdot r / 2$$

$$m \approx \rho \cdot S \cdot l_{korr}$$

Für die Nachgiebigkeit der Kavität gilt:

$$n = \frac{V}{Z_0 \cdot c_0 \cdot S^2}$$

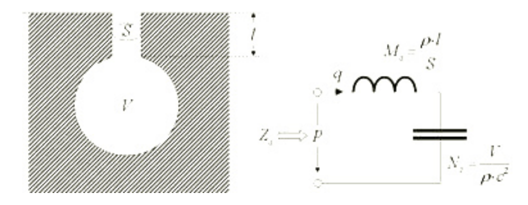


Bild 5-47: archetypischer Helmholtz-Resonantor mit elektroakustischer Analogie

Für die Resonanzfrequenz ergibt sich damit:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{m \cdot n}} = c_0 \sqrt{\frac{S}{V \cdot l_{korr}}}$$

Die akustische Flussimpedanz Z_a an der Kanalöffnung lässt sich einfach mit Hilfe der elektoakustischen Analogie von Kapitel 2.2.4 aus der elektrischen Ersatzschaltung ermitteln **(Bild 5-47)**:

$$Z_a = R_a + j \cdot \omega \cdot M_a + \frac{1}{j \cdot \omega \cdot N_a}$$

Im Bereich der Resonanzfrequenz treten aufgrund des Strömungswiderstandes im Kanal erhöhte Verluste auf (viskose Dämpfung, Kapitel 3.3.3), die durch den Widerstand R_a berücksichtigt werden. Diese Verlustenergie wird aus der Umgebung der Öffnung des Resonators abgezogen. Durch Umrechnung über die Wirkfläche S_1 auf die Feldimpedanz und Normierung auf Z_0 erhält man:

$$Z'_a = Z_a \cdot \frac{S_1}{Z_0} = R'_a + j \cdot X'_a \cdot \left(\omega_n - \frac{1}{\omega_n} \right)$$

$$\omega_n = \frac{\omega}{\omega_0}$$

$$X'_a = \sqrt{\frac{l \cdot S_1^2}{V \cdot S}}$$

mit den normierten Größen Verlustwiderstand R'_a, Frequenz ω_n und Resonator-Kennwiderstand X'_a. Diese Gleichung ist formal äquivalent zu der normierten Wandimpedanz des Plattenabsorbers und verhält sich somit wie in **Bild 5-39** dargestellt.

Helmholtz-Resonatoren werden im Automobil in erster Linie in Rohrleitungen und Kanäle eingebaut, um durch ihr resonantes Absorptionsverhalten die Kanaldämmung gezielt zu erhöhen (Kapitel 5.7.2). Auch bei der Auslegung von Schalldämpfer-Anlagen greift man auf das Prinzip des Helmholtz-Resonators zurück, um unerwünschte Rohrresonanzen zu bedämpfen (Kapitel 10.2). In der Vergangenheit wurde auch mit dem direkten Einsatz von passiven und aktiven Helmholtz-Resonatoren im Fahrzeug-Innenraum zur Bedämpfung von tieffrequenten Störschallen experimentiert, serientaugliche Lösungen sind daraus allerdings bisher nicht im entstanden.

5.5 Schallisoliersysteme im Fahrzeug

Beim Aufbau von Schallisoliersystemen kommen Schwerschichten, Masse-Absorber- und Feder-Masse-Systeme sowie Entdröhnbeläge zum Einsatz. Entdröhnbeläge aus hoch dämpfenden Materialien werden

eingesetzt, um großflächige Blechstrukturen zu bedämpfen. Sie sind damit genau genommen eine Maßnahme zur Bekämpfung von unerwünschtem Körperschall und werden daher in Kap. 6 näher behandelt.

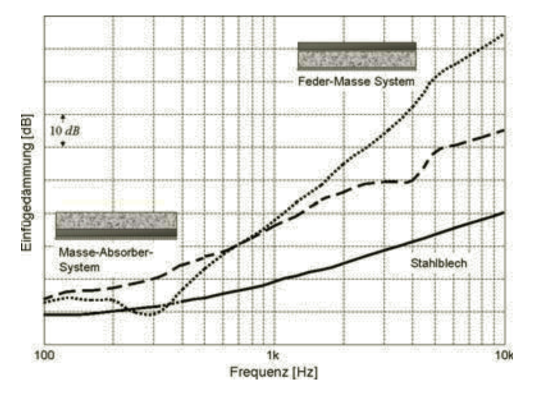


Bild 5-48: Typisches Dämmungsverhalten von Schallisoliersystemen

Betrachtet man die Luftschallquellen und Luftschall-Übertragungspfade in einem PKW, so lassen sich für die akustische Auslegung grob folgende 5 Subsysteme identifizieren:

- Motorraum und Stirnwand,
- Bodengruppe und Radhäuser,
- Heckbereich mit Fersenblech,
- Türen und Fenster,
- Innenraum.

Die Gestaltung von Motorraum und Stirnwand sind von zentraler Bedeutung für die Beeinflussung des Motorgeräusches im Innenraum und zur Umgebung hin, während der Heckbereich den Fahrzeug-Innenraum hinsichtlich des Rollgeräusches der Hinterrräder und in Bezug auf das Mündungsgeräusch der Abgasanlage abdichtet. Die höherfrequenten Windgeräusche werden in erster Linie durch die Gestaltung der Türen und Fenster beeinflusst, während tieffrequente Umströmungs- und Rollgeräusche vorrangig durch die Gestaltung des Unterbodens bestimmt werden können. Zur gezielten Ausformung all dieser Luftschallpfade werden neben der Optimierung der Schallquellen selbst, zahlreiche Dämmungs- und Verkleidungsbauteile eingesetzt (**Bild 5-49**). Bei einer Mittelklasse-Limousine beträgt das Gewicht dieser Bauteile ungefähr 40 kg. Davon werden typischerweise ca. 60 % für die Isolation des Innenraums, 30 % für die Dämpfung von Blechflächen und weniger als 10 % für Absorptionsaufgaben eingesetzt.

Aufgrund der hohen Bedeutung des Fahrzeug-Leichtbaus zur Reduzierung der CO2-Emissionen, werden zukünftig verstärkt akustische Leichtbaukonzepte verfolgt werden. Die wichtigsten Stellhebel dafür sind:

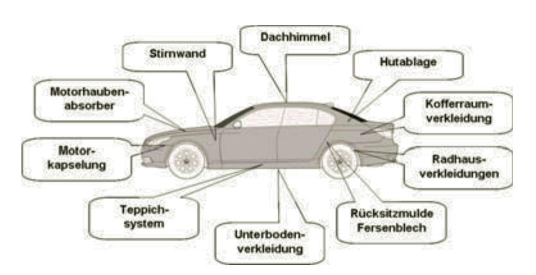


Bild 5-49: Wesentliche Komponenten der Luftschallakustik im Fahrzeug

- Verstärkter Einsatz von Absorption an Stelle von Isolation,
- Integration der Akustikfunktion in multifunktionale Bauteile,
- Optimierte Dämpfungsverteilung,
- Quellennahe Isolation/Kapselung.

Eine veränderte Balance zwischen Isolation, Dämpfung und Absorption bietet Möglichkeiten, Schwerschichten zu reduzieren und durch leichter bauende Dämpfungs- und Absorptionselemente zu ersetzen, ohne sich damit signifikante funktionale Nachteile einzuhandeln.

5.5.1 Stirnwand

Die Luftschallemissionen des Verbrennungsmotors werden entweder über Öffnungen im Motorraum nach außen emittiert oder über die Stirnwand und Nebenwege in die Fahrgastzelle übertragen. Im Dämmungskonzept eines Fahrzeuges spielt deshalb die Stirnwand eine wichtige Rolle. Da die Schallbelastung im Motorraum bei Vollast bis zu 115 dB(A) beträgt, muss die Einfügedämmung im Stirnwandbereich ca. 40–50 dB betragen, um die Innenraumpegel auf Werte von 65–75 dB(A) zu begrenzen.

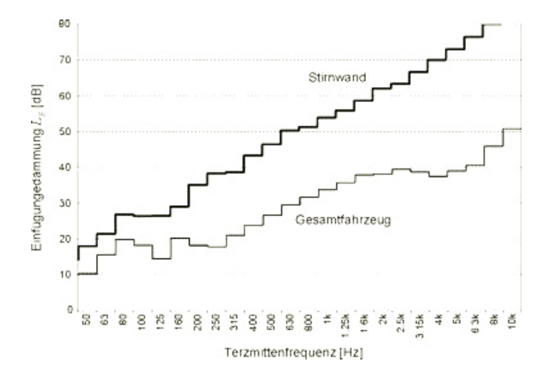


Bild 5-50: Stirnwand-Dämmung eines Fahrzeugs der oberen Mittelklasse, im Hallraum gemessen

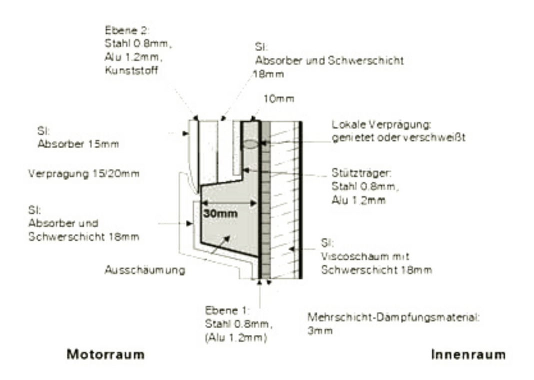


Bild 5-51: Dämmungsaufbau im Bereich der Stirnwand

Bei Fahrzeugen der Mittel- und Oberklasse besteht das Dämmungskonzept im Bereich der Stirnwand aus zahlreichen Schichten mit unterschiedlichem Material: Stahl- oder Alublech, ein- oder mehrschichtige Entdröhnung, sowie entsprechende Schallisoliersysteme sowohl motorraumseitig als auch in der Fahrgastzelle **(Bild 5-51)**. Bei tiefen Frequenzen werden mit einem solchen System abhängig von der Flächenmasse nur Grunddämmungen von weniger als 30 dB erreicht. Im mittleren Frequenzbereich steigt die Dämmwirkung mit ca. 9 dB/Oktave an, während die Dämmung hochfrequent in der Regel aufgrund von Leckagen und Nebenwegen bei ca. 70–80 dB begrenzt wird **(Bild 5-50)**. Kritisch sind hier u.a. die Durchbrüche in der Stirnwand zur Einfügung des Heiz- und Klimasystems, zur Durchführung der Lenksäule, des Kabelbaums und der Pedalerieanschlüsse. Alle diese Durchbrüche müssen bestmöglich schalldicht abgeschlossen werden. Sind bewegliche Elemente, wie z.B. das Lenksäulensystem abzudichten, so können sich konstruktiv recht komplizierte Systeme, z.B. in Form von Tüllen mit mehreren Dichtungsebenen ergeben **(Bild 5-52)**.

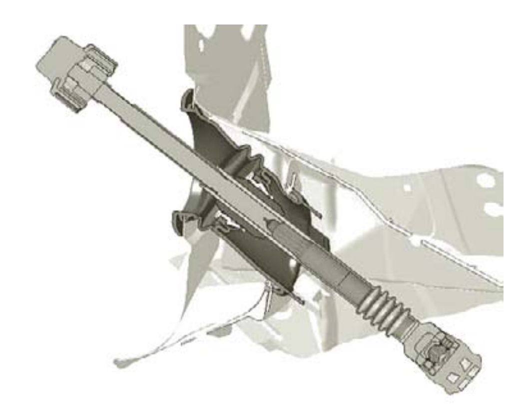


Bild 5-52: Lenksäulenabdichtung mit zwei getrennten Dichtebenen

5.5.2 Motorkapselung

Mehr oder weniger geschlossene Kapselungen des Motors sind heute nur bei Dieselmotoren in PKw's der Mittel- und Oberklasse aus akustischen Gründen Standard. In neuerer Zeit wird auch verstärkt mit thermischen Kapselungen zur Reduzierung des Kraftstoffverbrauchs experimentiert. Daraus ergeben sich für die Zukunft interessante Ansätze in Bezug auf multifunktionale Konzepte, die sowohl das Thermomanagement als auch die Akustik optimieren.

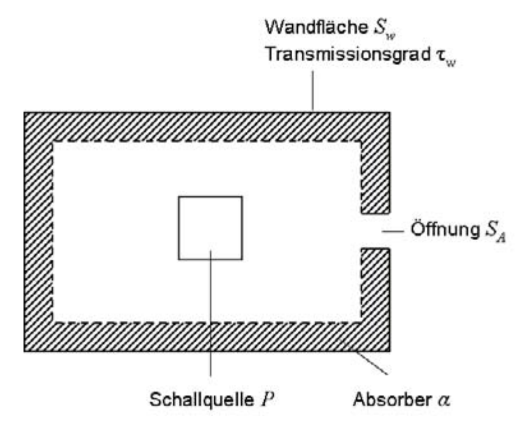


Bild 5-53: Idealisiertes Modell einer Schallkapsel

Das stark idealisierte Modell einer Schallkapsel mit absorbierender Auskleidung und einer Leckageöffnung (Apertur) ist in **Bild 5-53** dargestellt. Die im Innenraum der Kapsel emittierte Schallenergie wird entweder in der Auskleidung absorbiert oder durch die Wand transmittiert oder direkt durch die Leckageöffnung nach außen abgestrahlt:

$$P = P_\alpha + P_\tau + P_A$$

Unter der Annahme eines diffusen Schallfelds mit der Intensität I im Innenraum der Kapsel und einer flächenproportionalen Abstrahlung durch die Apertur (Kapitel 5.3.5) gilt für obige Energiebilanz:

$$P = I\left[S_W\left(\alpha_W + \tau_W\right) + S_A\right]$$

Daraus errechnet sich für die gesamte transmittierte Schallleistung bezogen auf die emittierte Leistung:

$$\frac{P_T}{P} = \frac{S_A + \tau_W \cdot S_W}{\left(\alpha_W + \tau_W\right)S_W + S_A}$$

Unter der Annahme einer relativ kleinen Leckage-Öffnung ($S_w >> S_A$) und hoher Absorption sowie guter Wanddämmung ($\alpha_w >> \tau_w$) ergibt sich daraus:

$$\frac{P_T}{P} \approx \frac{\tau_W + S_A/S_W}{\alpha_W}$$

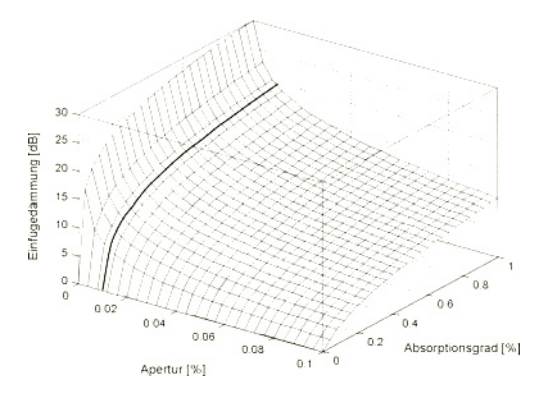
Damit kann unmittelbar die Einfügedämmung der Schallkapsel bestimmt werden:

$$L_E = 10 \cdot \lg \frac{P}{P_T}$$

$$L_E \approx R_W - 10 \cdot \lg \frac{1}{\alpha_W} - 10 \cdot \lg \left(\frac{S_A / S_W}{\tau_W} + 1 \right)$$

Der erste Term obiger Gleichung beschreibt die Wanddämmung R_W der Schallkapsel ohne Leckageöffnung ($S_A/S_W = 0$) und bei idealer Absorption ($\alpha_W = 1$). Der zweite Term beschreibt den Einfluss der absorbierenden Auskleidung. Je geringer die Absorption wird, umso höher steigen die Schallintensität innerhalb der Kapsel und damit auch die Schallbelastung in der Umgebung an. **Bild 5-54** (oben) zeigt deutlich, dass eine wirksame Einfügedämmung nur bei ausreichend großen Absorptionsgraden erreicht wird. Der dritte Term gibt den Einfluss der Apertur wieder. Je geringer der Transmissionsgrad wird, umso weniger Schallenergie gelangt naturgemäß durch die Wand von innen nach außen. Infolge der Öffnung reduziert sich die Dämmung allerdings in Abhängigkeit vom Verhältnis der Leckagefläche zur Wandfläche. Das bedeutet, dass bei geringen Transmissionskoeffizienten und damit guter Grunddämmung bereits eine sehr kleine Öffnung ausreicht, um die Einfügedämmung massiv abfallen zu lassen. So ist aus **Bild 5-54** (unten) zu ersehen, dass z.B. bereits eine Apertur, die nur ein hundertstel der Gesamtfläche beträgt, die Einfügedämmung auf maximal 20 dB reduziert ($\alpha_W = 1$). Anders ausgedrückt: durch eine Leckage von nur 1% der Gesamtfläche entweicht bereits die 10-fache Schallenergie im Vergleich zur Kapsel ohne Leckage! Bei einer Grunddämmung von 10 dB reduziert dagegen die gleiche Leckage die Einfügedämmung nur um ca. 1 dB, d.h. es entweicht nur ca. 25% zusätzliche Energie. Aus dieser Betrachtung wird deutlich, dass bei der Auslegung einer Schallkapsel ein ausgewogenes Verhältnis zwischen den unvermeidlichen Leckagen und der Grunddämmung vorliegen sollte, da eine zu hohe Grunddämmung bei gegebenen Leckagen keinen angemessenen Nutzen mehr aufweist. In der Praxis kann z.B. eine Schallkapsel für Dieselmotoren bei einer Grunddämmung von 20 dB die Schallbelastung in der Umgebung auch dann noch um ca. 10 dB absenken, wenn ca. 10% Leckagefläche einkalkuliert werden muss.

Insbesondere Fahrzeuge mit Dieselmotor sind mit umfangreichen Maßnahmen zur Begrenzung der Schallabstrahlung des Motors in die Umgebung ausgestattet. Diese werden entweder als motorferne oder als motornahe Kapselung umgesetzt. Bei der motornahen Kapselung sind die dämmenden Anbauteile direkt am Aggregat befestigt. Das Ziel der motorfernen Kapselung ist es dagegen, durch karosseriefeste Anbauteile eine möglichst schalldichte Kapsel um



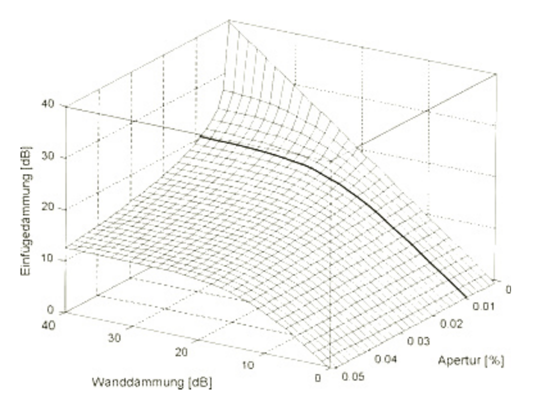


Bild 5-54: Einfügedämmung einer Schallkapsel, für $R_w = 30$dB (oben) und für $\alpha_w = 1$ (unten)

den Verbrennungsmotor herum zu realisieren. Die Kapsel besteht in diesem Fall zumeist aus einer Motorhaubenauskleidung, einer Unterbodenverkleidung (Kapitel 5.5.3) und diversen Seitenteilen, welche insbesondere die Durchbrüche zum Radhaus so weit wie möglich schließen sollen. Dabei steht die Forderung der Akustiker nach möglichst dichter Kapselung in einem gewissen Widerspruch zur aus thermischen Gründen notwendigen Durchlüftung des Motorraums und auch zur notwendigen Freigängigkeit der Achsen. Durch absorbierende Kanäle kann dieser Widerspruch zumindest teilweise aufgelöst werden. Um den Anstieg des Geräuschpegels bereits in der Sendekavität so gering wie möglich zu halten, werden die Verkleidungsteile im Motorraum normalerweise durch Faservlies aus Baum- oder Basaltwolle absorbierend gestaltet. Aus Verschmutzungsgründen kommen insbesondere für die unterseitige Motorraumabdeckung auch Kasettenabsorber aus verhautetem Kunststoff zum Einsatz, die nach dem Prinzip des Resonanz-Absorbers arbeiten (Kapitel 5.4.2). Die unterseitige Motorraumabdeckung ist Bestandteil der gesamten Unterbodenverkleidung und besitzt neben den akustischen und thermischen Aufgaben auch eine aerodynamische Funktion.

5.5.3 Unterbodenverkleidung (UBV)

Neuerdings werden in Fahrzeugen der Mittel- und Oberklasse auch großflächige UBV's eingesetzt, die auch das Getriebe und die Abgasanlage teilweise mit überdecken. Eine entscheidende Grundlage für den hohen Schließungsgrad stellt die Technologie der mikroperforierten Absorber (Kapitel 5.4.3) dar, welche auch die Kapselung von Bereichen erlaubt, die mit konventionellen Lösungen aus thermischen Gründen offen gelassen werden müssten. Bei dieser Technologie können für die Absorption ausschließlich temperaturfeste Metallfolien verwendet werden, ohne Fasermaterialien wie Baum- oder Basaltwolle einzusetzen. Die Technologie der Mikroperforation macht es darüber hinaus möglich, die UBV auch zur Fahrbahn hin absorbierend auszulegen und dadurch gleichzeitig auch einen Beitrag zur Reduzierung des Rollgeräusches zu leisten [12].

Konventionelle Absorbersysteme bestehen aus einer absorbierenden Schicht aus einem Polyestervlies oder aus PUR-Schaum. Zum Motorraum hin ist der Absorber oft durch eine dünne PUR- oder Polyesterfolie zum Schutz gegen Verschmutzung mit flüssigen Medien akustisch transparent abgedeckt. Mechanische Stabilität wird durch einen Träger z.B. aus glasfaserverstärktem Thermoplast (GMT) gewährleistet. In thermisch hoch beanspruchten Bereichen kann der Absorber auch aus Basaltsteinwolle auf einem Träger aus SMC bestehen. Die Abdeckung des Absorbers gegen Verschmutzung erfolgt in diesem Fall durch eine ausreichend perforierte Aluminiumschicht.

Neuerdings wird sowohl die akustisch absorbierende Funktionalität wie auch die Trägerfunktion auf eine poröse Kernschicht aus einer wenig konsolidierten thermoplastischen Kunststoffmatrix übertragen, in die Glasfasern eingelagert sind. Durch einseitige oder zweiseitige Abdeckung mit akustisch transparenten und/oder mikroperforierten Folien entsteht so ein sehr leichtes eigensteifes Bauteil mit glatter Oberfläche, das dennoch akustisch hoch wirksam ist **(Bild 5-55)**.

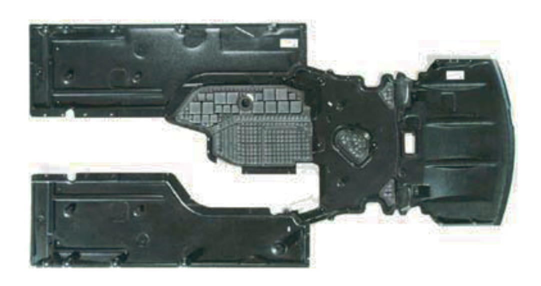


Bild 5-55: Unterbodenverkleidung BMW 5er (E60) mit dem Werkstoff SymaLITE®

5.5.4 Bodengruppe

Verkleidungsteile im Unterbodenbereich wurden in der Vergangenheit durch aerodynamische Anforderungen geprägt, Hitzeschutzteile zur thermischen Isolation des Antriebstranges sowie Bauteile zur akustischen Dämmung bzw. Kapselung kamen zusätzlich hinzu. Neuerdings werden hier integrierte Unterbodenkonzepte realisiert, bei denen multifunktionale Bauteile im Zusammenspiel alle aerodynamischen, thermischen und akustischen Anforderungen erfüllen.

Die turbulente Umströmung des Unterbodens ist häufig selbst die Ursache für tieffrequente Fahrgeräusche, die sehr lästig werden können. Daher ist nicht nur eine aerodynamische Optimierung, sondern auch die aeroakustische Gestaltung des Unterbodens erforderlich. Die Erfahrung zeigt, dass daraus selten Zielkonflikte erwachsen. Vielmehr führen aeroakustische Verbesserungen häufig auch zu aerodynamischen Vorteilen und umgekehrt.

Die Bodengruppe muss ein ausreichendes Schalldämmmaß aufweisen, um Antriebs- und Rollgeräusche befriedigend zu reduzieren. **Bild 5-56** zeigt schematisch den Aufbau einer typischen Bodengruppe. Im dargestellten Fall besteht diese aus insgesamt sieben unterschiedlichen Schichten: beginnend mit der Unterbodenverkleidung (UBV) zur aerodynamischen Gestaltung des Unterbodens, zwischen UBV und Bodenblech bildet sich eine akustisch relevante Luftschicht, da diese zusammen mit der UBV und dem Bodenblech ein Feder-Masse-System bildet. Darüber befindet sich das Bodenblech mit einer zusätzlichen Schwerschicht zur Entdröhnung. Auf dieser ist zur Schalldämmung z.B. ein Feder-Masse-System aus Vlies bzw. Schaum mit einer Schwerschicht angeordnet, während der abschließende Teppich in erster Linie absorbierende Eigenschaften besitzt.

In **Bild 5-57** ist das rechnerische Schalldämmmaß bei senkrechtem Schalleinfall für verschiedene Konfigurationen der Bodengruppe dargestellt. Mit Hilfe der

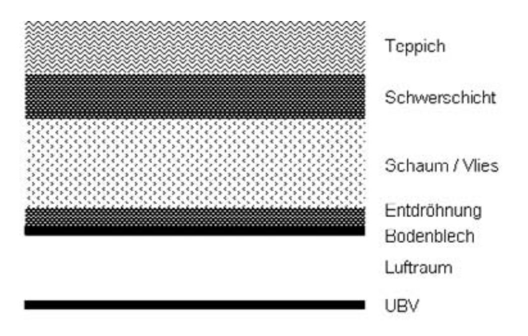


Bild 5-56: Schematischer Aufbau einer Bodengruppe

Parameter	Symbol	Wert	Einheit
Masse Schwerschicht	m_S''	4	kg/m^2
E-Modul Schaum	E'	$1{,}5\cdot10^5$	N/m^2
Verlustmodul Schaum	E''	10^4	N/m^2
Dicke Schaum	h_{Schaum}	0.03	m
Masse Entdröhnung	m_E''	2	kg/m^2
Masse Blech	m_B''	7	kg/m^2
Dicke Luftschicht	h_{Luft}	0.02	m
Masse UBV	m_{UBV}''	2	kg/m^2

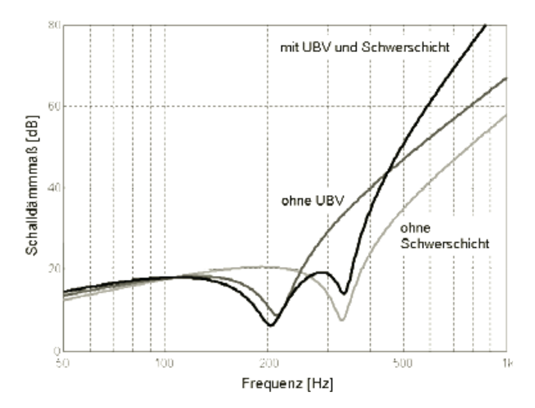


Bild 5-57: Rechnerisches Schalldämmmaß bei senkrechtem Schalleinfall für verschiedene Konfigurationen der Bodengruppe

Transfermatrixmethode kann diese Berechnung sehr einfach erfolgen. Die Dämmung der Gesamtkonfiguration weist zwei Einbrüche des Schalldämmmaßes bei ca. 200 Hz und bei ca. 350 Hz auf. Der Einbruch bei 200 Hz ist auf das Feder-Masse-System zwischen Bodenblech, Schaum und Schwerschicht zurückzuführen, während der Einbruch bei 350 Hz von den Doppelwandresonanzen zwischen UBV und Bodenblech herrührt. Durch das Einbringen eines Schaumes in den Luftspalt könnte dieser Einbruch zusätzlich bedämpft werden. Bemerkenswert ist, dass sich bei dieser Konfiguration erst oberhalb von ca. 500 Hz ein positiver Effekt aus dem doppelwandigen Aufbau mit UBV für das Schalldämmmaß ergibt, während sich die UBV gerade im kritischen Frequenzbereich zwischen 200 und 500 Hz aufgrund der Doppelwandresonanz eher nachteilig auswirkt. Nicht betrachtet ist dabei, dass die UBV durch eine beruhigte Unterbodenströmung die aeroakustische Anregung reduziert. Die Schwerschicht wirkt sich oberhalb von 250 Hz vorteilhaft im Dämmungsverhalten aus. Dieser Vorteil fällt jedoch im Vergleich zu einer Konfiguration ohne UBV nicht so signifikant aus, da auch die Unterbodenverkleidung bereits einen hochfrequenten Anstieg des Schalldämmmaßes gemäß einem Doppelwandsystem bewirkt und der zusätzliche Anstieg in der Praxis durch kaum vermeidbare Nebenwegsübertragung und Dämmungsschwachstellen, z.B. durch Aussparungen im Schaum bzw. in der Schwerschicht, beeinträchtigt wird. In der Praxis werden im höherfrequenten Bereich auch infolge des diffusen Schalleinfalls, wie in Kapitel 5.3 gezeigt, nur geringere Werte erreicht. Die Dämmungseinbrüche treten in der Realität in einem breiteren Frequenzbereich auf, sie fallen dafür weniger signifikant aus. Die Ursache dafür ist, dass der Massenbelag nicht homogen ist und die Schaum- bzw. Luftpolster keine konstante Schichtdicke aufweisen.

Bild 5-58 zeigt Messergebnisse aus dem Fensterprüfstand für eine zu vorstehenden Berechnungen vergleichbaren Konfiguration der Bodengruppe mit und ohne Schwerschicht zwischen Faservlies und Teppich. Diese Ergebnisse belegen, dass die zusätzliche Schwerschicht im unteren Frequenzbereich erwartungsgemäß ca. 3 dB Zusatzdämmung hervorruft, was in etwa dem Massegesetz entspricht, zu hohen Frequenzen hin wird der theoretische Vorteil aber offensichtlich weitgehend kompensiert durch die Tatsache, dass die Schwerschicht gleichzeitig die akustische Ankopplung des absorbierenden Vliesmaterials unterbindet.

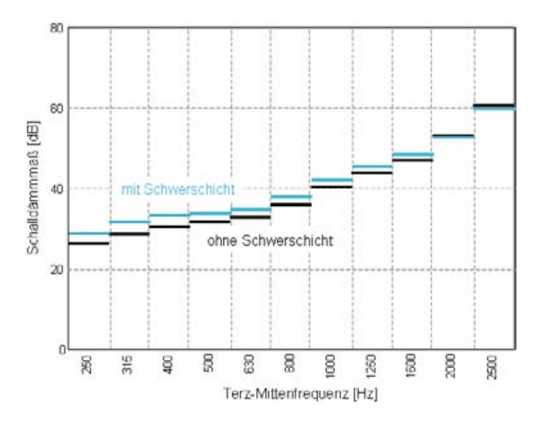


Bild 5-58: Im Fensterprüfstand gemessenes Schalldämmmaß einer Bodengruppe, mit und ohne Schwerschicht

Bei der Ermittlung des Schalldämmmaßes wird definitionsgemäß davon ausgegangen, dass der transmittierte Schall auf der Empfangsseite nicht reflektiert wird (Freifeldbedingung). Bei der Ermittlung des Schallpegels im Fahrzeug-Innenraum sind jedoch die reflektierenden und absorbierenden Eigenschaften der empfangsseitigen Kavität zusätzlich zu berücksichtigen. Damit führt ein hohes Schalldämmmaß nicht automatisch zu einem niedrigen Schalldruckpegel im Empfangsraum. Wie in Kapitel 5.4 gezeigt wurde, hat eine Verdoppelung der Absorptionsfläche im diffusen

Schallfeld des Empfangsraums eine Absenkung des Schallpegels um 3 dB zur Folge. Da die Innenraumabsorption weitgehend durch den Bodenbelag bestimmt wird, liegt hier ein weiteres wichtiges Optimierungspotential. Wenn für die Konfiguration ohne Schwerschicht ein optimal absorbierendes Verhalten von Teppich und Schaum bzw. Vlies erreicht wird, kann der Summenpegel des Schalldrucks deshalb sogar noch unter demjenigen mit zusätzlicher Schwerschicht liegen, falls diese Konfiguration nur eine geringe Absorption ermöglicht. Ungünstig aus akustischer Sicht sind deshalb auch luftundurchlässige Folien als Feuchtigkeitssperre zwischen dem Teppich und der absorbierenden Flies- oder Schaumschicht.

5.5.5 Türen und Fenster

Waren in der Vergangenheit in erster Linie die Körperschall- und Luftschallpfade vom Motorraum zur Fahrgastzelle dominant, so kommen heutzutage zunehmend sekundäre Luftschallquellen wie Abroll- und Umströmungsgeräusche ins Blickfeld. Die hauptsächlich betroffenen Fahrzeugkomponenten sind Türabdichtungen und -systeme, Verglasung (Windschutzscheibe, Seitenscheiben) sowie Türbleche und Verkleidungen. Diese Komponenten müssen in ihrem Übertragungsverhalten bezüglich des Luftschalls für sich genommen und in ihrem Zusammenspiel optimiert werden.

Im Zuge der Bemühungen um den Fahrzeugleichtbau lässt sich beobachten, dass zunehmend dünnere Scheiben bei der Verglasung von PKW's eingesetzt werden. Eine geringere Scheibendicke bei der Verglasung wirkt sich jedoch nicht nur vorteilhaft auf das Fahrzeuggewicht aus, sie hat vielmehr auch unmittelbare negative Auswirkungen auf den akustischen Komfort im Innenraum. In **Bild 5-59** ist deshalb für zwei unterschiedliche Scheibenstärken der Einfluß auf die jeweiligen Schalldämmmaße sowie das zugehörige Einfügedämmmaß beim Wechsel von der dickeren zur dünneren Scheibe dargestellt. Daraus lässt sich ablesen, dass beim Übergang von 4 mm auf 3 mm Scheibendicke das Schalldämmmaß unterhalb der kritischen Frequenz (Kapitel 5.3.2) um 2–3 dB absinkt, während es oberhalb dieser Frequenz um ca. 5 dB zurückgeht. Die Komfortminderung durch dünnere Scheiben wird somit nicht nur durch die erhöhten Schallpegel, sondern zusätzlich auch durch ein hochfrequenteres Frequenzspektrum des Geräusches erkauft. Aus Probandenversuchen ist z.B. bekannt, dass beim Windgeräusch die zunehmende Schärfe des Geräuscheindrucks im Vergleich zur ansteigenden Lautstärke als wesentlich unangenehmer wahrgenommen wird. Ein Fahrzeug mit zu dünnen Scheiben macht daher akustisch einen offenen und wenig soliden Eindruck. In der Praxis werden die im Innenraum gemessenen Verschlechterungen nicht ganz so stark ausfallen, da neben den Scheiben auch noch die Türflächen und die Dichtungssysteme zum Schalleintrag beitragen.

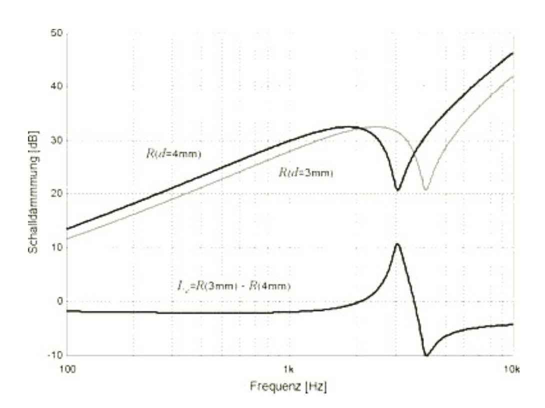


Bild 5-59: Schalldämmmaß zweier unterschiedlich dicker Glasscheiben und zugehörige Einfügedämmung bei Wechsel der Scheibendicke

Die negativen Auswirkungen reduzierter Scheibendicken können durch den Einsatz von akustisch optimiertem Verbundglas zumindest begrenzt werden. Dieses Glas besteht aus zwei durch eine elastische Klebefolie verbundenen Scheiben. Als Klebefolie wird ganz überwiegend eine ein- oder mehrschichtige Folie aus weichmacherhaltigen teilacetalisierten Polyvinylalkoholen, insbesondere aus Polyvinylbutyral (PVB), verwendet. Die akustische Wirkung lässt sich dadurch erklären, dass die Biegeschwingungen von derjenigen Scheibe, welche der Schallimission ausgesetzt ist, über die elastische Zwischenschicht nicht bzw. nur eingeschränkt auf die der Schallimission abgewandte Scheibe übertragen werden. In **Bild 5-60** ist das Schalldämmmaß einer einschichtigen Standardverglasung demjenigen einer gleich schweren akustisch optimierten Verbundverglasung gegenübergestellt. Deutlich ist zu erkennen, dass die Verbundverglasung insbesondere im Bereich der kritischen Frequenz und darüber Vorteile im Dämmungsverhal-

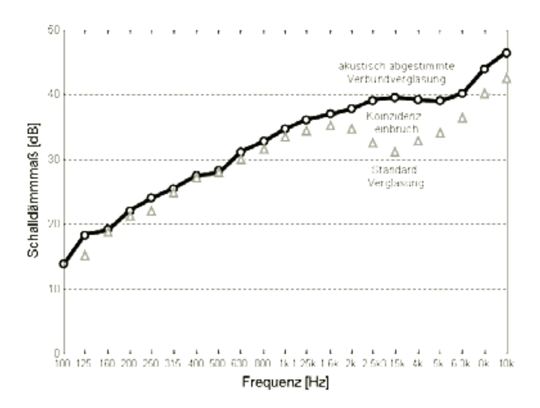


Bild 5-60: Gemessene Schalldämmmaße einer Standardverglasung und einer gleich schweren akustisch abgestimmten Verbundverglasung

ten besitzt und damit gerade den Hauptnachteil der reduzierten Scheibendicken kompensieren kann.

Nur durch ein sorgfältig ausgelegtes *Dichtsystem* an Türen und Fenstern können unbeabsichtigte Leckagen und die damit verbundenen Dämmungseinbrüche vermieden werden (Kapitel 5.3.5). Bei der Gestaltung des Dichtsystems ist deshalb sowohl auf eine gute Anpassungsfähigkeit hinsichtlich Unebenheiten und Maßungenauigkeiten des abzudichtenden Spaltes als auch auf ausreichende Anpresskräfte zu achten (**Bild 5-61**). Ein zur Abdichtung des Spaltes zwischen der äußeren Berandung einer Kraftfahrzeugtür und der zugeordneten Karosserieöffnung bestimmtes Dichtungsprofil weist normalerweise einen schlauchartigen Aufbau auf, wobei auch zwei oder mehrere ineinander geschobene Profile eingesetzt werden. Das innere Profil stellt in diesem Fall die elastische Anpresskraft zur Verfügung, während das Material des äußeren Profils so gewählt wird, dass die Abdichtfunktion auch für die unvermeidlichen Maßungenauigkeiten des Türspaltes gewährleistet ist. Beispielsweise kann das innere Profil aus Silikon und das äußere Profil aus Moos- oder Weichgummi hergestellt werden.

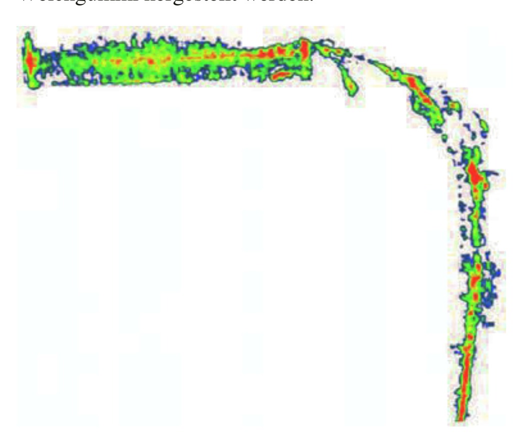


Bild 5-61: Anpressdruck zwischen Türdichtung und Türausschnitt, mit piezoresistiver Folie gemessen

Eine Schwierigkeit bei der Bestimmung eines allgemein gültigen Schalldämmmaßes für Tür- und Fensterdichtungen besteht in der fehlenden Standardisierung der Messmethode für den Automobilbereich. Während im nordamerikanischen Raum ein Standard besteht [11], gibt es in Europa einschlägige Normungen nur für Fenster und Türen im Hochbau (z.B. DIN EN 20140). Für die Bestimmung der Dämmungseigenschaften von Dichtsystemen können z.B. die gemessenen Pegeldifferenzen im Sende- und Empfangsraum eines Fensterprüfstandes ausgewertet werden (Kapitel 18.4), es können aber auch auf der Basis von Intensitätsmessungen die Pegeldifferenzen vor und hinter dem Türspalt bzw. zwischen dem abgedichteten und dem dichtungsfreien Türspalt (Einfügedämmung) herangezogen werden. Für das komplette Tür-Dichtsystem mit einer Dichtebene werden maximal Schalldämmmaße von 25–30 dB gemessen, für Dichtsysteme mit zwei getrennten Dichtebenen steigen die Werte auf 35–40 dB an. Ähnliche Werte ergeben sich für die Schalldämmmaße von Fensterschachtdichtungen mit ein oder zwei Dichtlippen [14]. Die Größenordnung der vorstehend genannten Schalldämmmaße zeigt, dass die komfortbestimmenden Parameter bei Türen und Fenstern ganz wesentlich durch das Konzept und die Ausführung der zugehörigen Dichtungen vorgegeben sind. Wie die Betrachtungen in Kapitel 5.3.5 zeigen, spielt hier neben der sicheren Abdichtung insbesondere der Massebelag der Dichtungen eine entscheidende Rolle für die erreichbare Dämmung.

5.6 Schallausbreitung in Räumen

5.6.1 Raumresonanzen

Breitet sich der Luftschall in einem geschlossenen Raum mit reflektierenden Oberflächen aus, so bilden sich stehende Wellen (Moden). Diese zeichnen sich dadurch aus, dass in jede Raumdimension gerade ein Vielfaches der halben Wellenlänge passt. Für die Raumlänge l_x gilt somit:

$$\frac{l_x}{\lambda(n_x)/2} = \frac{\omega(n_x)}{c_0} \cdot \frac{l_x}{\pi} = n_x$$

$n_x = 1,2,\ldots$

Damit ergibt sich für die Kreiswellenzahl

$$k(n_x) = \frac{\omega(n_x)}{c_0} = \pi \cdot \frac{n_x}{l_x}$$

In einem dreidimensionalen quaderförmigen Raum mit den Kantenlängen $l_x > l_y > l_z$ gilt analog für die Schwingungsmode (n_x, n_y, n_z):

$$k(n_x, n_y, n_z) = \pi \sqrt{\left(\frac{n_x}{l_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{l_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{l_z}\right)^2}$$

$$\omega(n_x, n_y, n_z) = c_0 \cdot k(n_x, n_y, n_z)$$

$$\phi(x, y, z) = \hat{\phi}_0 \cdot \cos\frac{n_x \cdot \pi \cdot x}{l_x} \cdot \cos\frac{n_y \cdot \pi \cdot y}{l_y} \cdot \cos\frac{n_z \cdot \pi \cdot z}{l_z}$$

$$n_x, n_y, n_z = 0,1,2,\ldots$$

ϕ bezeichnet dabei das Schnellepotential des Schalls, aus dem Schalldruck und Schnelle durch Differentiation bzw. Gradientenbildung hervorgehen (Kapitel 5.2.2); n_x, n_y und n_z bezeichnen die Kennziffern der Moden, d. h. die Anzahl der Knotenlinien, die in *x*-, *y*-, bzw. *z*-Richtung in dem Raum auftreten. Die Resonanzen $\omega(n_x, n_y, n_z)$ sind bei tiefen Frequenzen relativ selten, ihre Anzahl nimmt jedoch zu hohen Frequen-

zen hin rapide zu. Je weniger absorbierend die Wände und die Luft in dem Raum sind, desto stärker ausgeprägt sind die Raumresonanzen und umso entscheidender ist es für die Ausbreitung einer bestimmten Schallwelle, ob sie genau auf einer Resonanz-Frequenz liegt oder nicht.

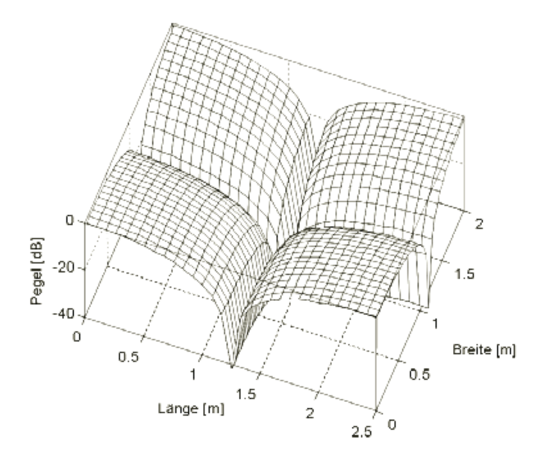


Bild 5-62: Schallfeld der Mode (1,1,0) mit der Resonanzfrequenz 108 Hz über der Grundfläche (Länge l_x × Breite l_y) eines quaderförmigen Raumes

In **Bild 5-62** ist exemplarisch der Schallpegelverlauf für die Mode (1,1,0) über der Grundfläche des Raumes dargestellt, während in **Bild 5-63** die Eigenresonanzen eines quaderförmigen Raums für alle Moden $(n_x;\ n_y;\ n_z) \leq (2,2,2)$ angegeben sind. Wenn wir uns den Raum in **Bild 5-62** als Fahrzeug-Innenraum vorstellen, so wird aus dem Bild unmittelbar klar, dass bei einer Anregungsfrequenz von ca. 108 Hz die Mode (1,1,0) zu einer stehenden Welle im Innenraum führt, welche ungünstigerweise gerade auf den vier Sitzplätzen der Fahrzeug-Insassen sehr hohe Schallpegel hervorruft, während die Pegel auf der Fahrzeug-Längsachse und zwischen vorderer und hinterer Sitzreihe stark absinken.

In **Bild 5-63** sind im oberen Bildteil alle Moden und deren Eigenfrequenzen bis zur maximalen Mode (2,2,2) dargestellt. Im unteren Bildteil ist die Modensumme für alle Moden bis 300 Hz gezeigt. Deutlich erkennt man die zunehmende Modendichte mit ansteigender Frequenz. In der Realität tritt diese Modenstruktur jedoch nicht so exakt auf, weil schon geringe Abweichungen von der idealen Geometrie sowie zusätzliche Streukörper im Schallfeld zu einer spürbaren Veränderung der Modenstruktur führen können. Damit lassen sich die auftretenden Moden nur noch sehr schwer deterministisch fassen. Deshalb werden zumeist nur statistische Aussagen über das Auftreten der Moden gemacht („statistische Raumakustik"). Die Anzahl Moden, die bis zur Frequenz f

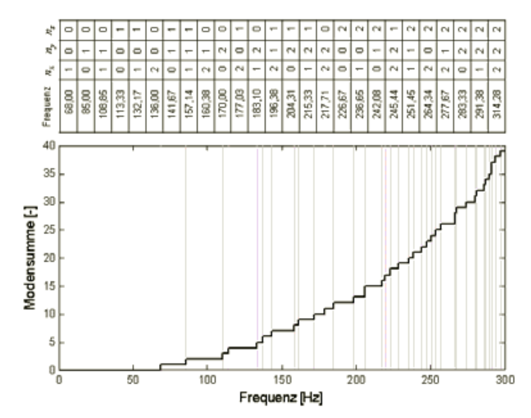


Bild 5-63: Moden (n_i<2) und Modensumme N aller Moden eines quaderförmigen Raums (2,5 m × 2 m × 1,5 m) bis 300 Hz

im Quaderraum mit dem Volumen V insgesamt auftreten, lässt sich beispielsweise durch folgende Näherung abschätzen:

$$N(f) \approx \frac{4 \cdot \pi}{3} V \frac{f^3}{c_0^3}$$

Daraus kann wiederum die mittlere Modendichte bestimmt werden:

$$\frac{\Delta N}{\Delta f} \approx 4\pi \cdot V \cdot \frac{f^2}{c_0^3}$$

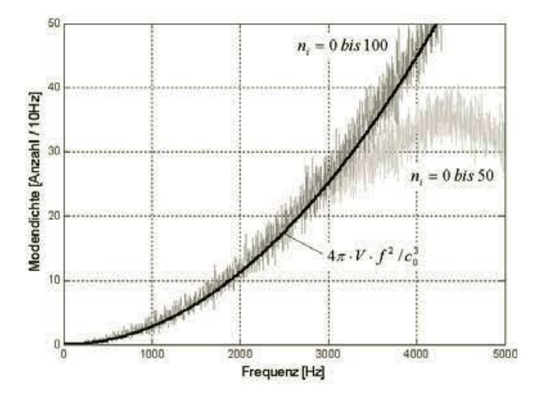


Bild 5-64: Modendichte in Abhängigkeit von der Frequenz

In **Bild 5-64** ist die Näherungsformel für die Modendichte den exakt berechneten Werten gegenübergestellt. Daraus wird ersichtlich, dass mit zunehmender Frequenz immer mehr und hochfrequentere Moden berücksichtigt werden müssen. Im hier vorliegenden Beispiel reicht die Berücksichtigung aller Moden bis $n_i \leq 50$ für den Frequenzbereich bis 3 kHz aus.

Die tiefste Resonanz liegt bei der Mode (1,0,0) vor und besitzt den Wert:

$$f_u = f_{1,0,0} = \frac{c_0}{2 \cdot l_x}$$

Unterhalb dieser Frequenz verhält sich der Raum zunehmend wie eine gleichphasig anregbare Druckkammer. Bei einem Kraftfahrzeug mit einer Innenraumlänge $l_x = 2{,}5$m beträgt die tiefste Eigenresonanz z.B. 68 Hz. Oberhalb dieser Frequenz treten immer mehr Moden in Erscheinung. Diese Eigenresonanzen des Raumes haben eine stark ortsabhängige Raumübertragungsfunktion zur Folge (Modalfeld). Bei ausreichend großer Modendichte mitteln sich die Einflüsse der einzelnen Moden weitgehend aus, was zu einer annähernd gleichen Energiedichte im gesamten Schallfeld führt (Diffusfeld). Bei einem annähernd würfelförmigen Körper kann erst oberhalb einer abgeschätzten Grenzfrequenz

$$f_o \approx \frac{3 \cdot c_0}{\sqrt[3]{V}}$$

von einer ausreichenden Modendichte für ein Diffusfeld ausgegangen werden **(Bild 5-65)**.

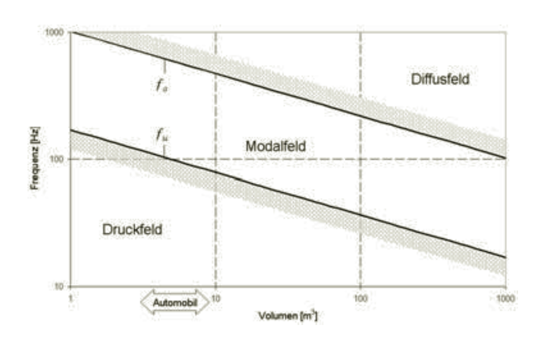


Bild 5-65: Vorherrschende Feldtypen abhängig von Frequenzbereich und Raumvolumen

Wie **Bild 5-65** auch zeigt, liegt im Innenraum eines Automobils mit weniger als 10 m³ Volumen im pegelbestimmenden Frequenzbereich zwischen rund 100 und 500 Hz ein Modalfeld vor. Dies hat zur Folge, dass die Pegel im Innenraum des Fahrzeugs stark ortsabhängig und auch abhängig vom Einfallswinkel des Schalls sind. Pegelangaben sind daher nur in Verbindung mit der exakten Angabe der Mikrofonposition im Innenraum sinnvoll. Durch Kunstkopfmessungen (Kapitel 16.1) kann der orts- und richtungsabhängige Schalleinfall auch hörphysiologisch richtig bestimmt werden.

5.6.2 Kohärenz von Schallfeldern

Die Kohärenzfunktion ist ein Maß für den Grad der Abhängigkeit zweier stochastischer Prozesse $x(t)$ und $y(t)$. Mathematisch gesehen stellt sie das Betragsquadrat des normierten und über viele Perioden gemittelten Kreuzleistungsspektrums von x und y dar:

$$\gamma_{xy}^2(\omega) = \frac{\left|\left\langle P_{xy}(\omega)\right\rangle\right|^2}{\left\langle P_{xx}(\omega)\right\rangle \cdot \left\langle P_{yy}(\omega)\right\rangle}$$

Dabei bezeichnen $P_{xy}(\omega)$ das Kreuzleistungsdichtespektrum sowie $P_{xx}(\omega)$ und $P_{yy}(\omega)$ die Autoleistungsdichtespektren der stochastischen Prozesse x und y. Die Kohärenzfunktion kann aufgrund der Normierung nur die Werte zwischen 0 und 1 annehmen.

Die räumliche Kohärenz von Schallfeldern wird als Funktion des Abstands d_{ij} zwischen zwei Punkten im Raum angegeben. Dabei stellt das Druckfeld die obere Grenze für die räumliche Kohärenz eines Schallfelds dar, während das diffuse Schallfeld die untere Grenze markiert. Die räumliche Kohärenz dieser idealen Schallfelder kann durch jeweils eine exakte mathematische Formulierung angegeben werden.

Bei der freien Schallausbreitung unterscheiden sich die Signale, die von zwei räumlich getrennten Mikrofonen aufgenommen werden, allein durch verschiedene Laufzeiten und verschiedene, von der geometrischen Ausbreitungsdämpfung abhängige Dämpfungsfaktoren. Folglich ist die räumliche Kohärenz eines freien Schallfelds wie auch des Druckfeldes unabhängig vom Abstand der Mikrofone für alle Frequenzen gleich:

$$\gamma_{ij}^2(\omega) = 1$$

Neben der genannten räumlichen Kohärenz zeichnet sich das freie Schallfeld dadurch aus, dass zwischen den an unterschiedlichen Orten aufgenommenen Signalen eine definierte Phasenbeziehung besteht, die sich direkt aus den unterschiedlichen Signallaufzeiten ergibt.

Ein völlig anderer Verlauf der räumlichen Kohärenz stellt sich ein, wenn ein ideal diffuses Schallfeld mit theoretisch unendlich vielen im Raum verteilten, voneinander unabhängigen Punktschallquellen vorliegt. Dabei strahlen die unabhängigen Punktschallquellen Signale ab, die zueinander keine zeitlichen Korrelationen aufweisen. Die Signale, die in einem derartigen diffusen Schallfeld an zwei unterschiedlichen Raumpunkten aufgenommen werden, zeichnen sich durch stochastische Phasenbeziehungen aus. Für die räumliche Kohärenzfunktion läßt sich unter Verwendung von Mikrofonen mit Kugelcharakteristik folgende Formulierung ableiten [7]:

$$\gamma_{ij}^2(\omega) = si^2\left(\omega\frac{d_{ij}}{c}\right) = \left(\frac{\sin\left(\omega\frac{d_{ij}}{c}\right)}{\omega\frac{d_{ij}}{c}}\right)^2$$

Charakteristisch ist, dass die räumliche Kohärenz mit zunehmender Frequenz und zunehmendem Mikrofonabstand rasch abnimmt. Nur für den Fall, dass die Wellenlänge im Vergleich zum Abstand der Mikrofone groß ist, ist der Phasenunterschied der an unterschiedlichen Orten empfangenen Schallwellen so gering, dass die aufgenommenen Signale einander relativ ähnlich sind und somit eine hohe Kohärenz aufweisen (**Bild 5-66**).

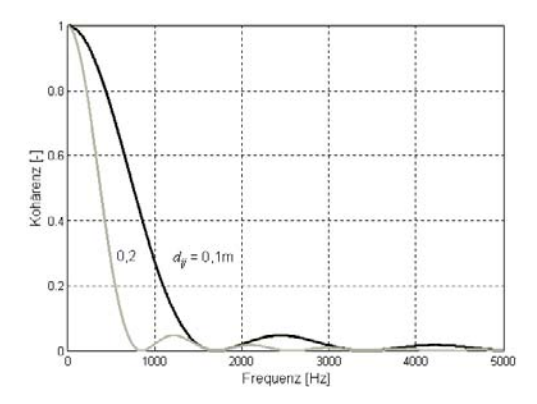


Bild 5-66: Räumliche Kohärenzfunktion des ideal diffusen Schallfelds für zwei Mikrofonabstände

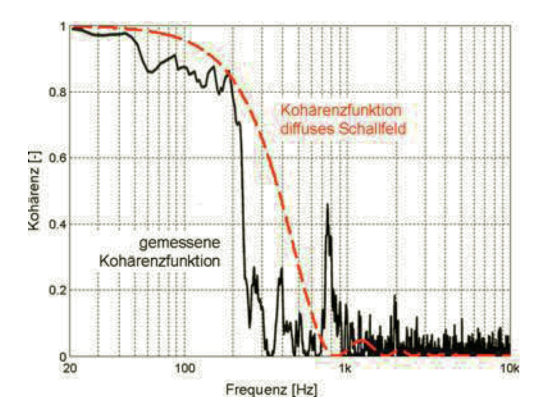


Bild 5-67: Kohärenz zwischen rechtem und linkem Kanal des im Fahrzeuginnenraum binaural gemessenen Windgeräusches [15], im Vergleich zur Kohärenz des diffusen Schallfeldes (Mikrofonabstand d = 0,2m)

In **Bild 5-67** ist die räumliche Kohärenzfunktion des diffusen Schallfeldes beispielhaft der gemessenen Kohärenz des Windgeräusches im Fahrzeuginnenraum gegenübergestellt. Diese wurde durch Verrechnung der beiden Kanäle einer Kunstkopfmessung im Windkanal erzeugt. Der Vergleich zeigt, dass der Zusammenbruch der Kohärenz im Wesentlichen durch die räumliche Kohärenzfunktion des diffusen Schallfeldes erklärt wird, das Windgeräusch im Fahrzeuginnenraum mithin weitgehend diffusen Charakter besitzt.

5.6.3 Hörsamkeit

Die Hörsamkeit ist ein Oberbegriff, der ganz allgemein die Eignung eines Raumes für Schalldarbietungen wie Musik oder Sprache beschreibt. Dabei stehen nicht die physikalischen Eigenschaften des Raumes, sondern die hörphysiologischen Wirkungen im Vordergrund. Im Fahrzeug-Innenraum ist die Hörsamkeit unter mehreren Gesichtspunkten von Bedeutung. So dient der Fahrzeug-Innenraum immer auch als Aufenthaltsraum, in dem die Kommunikation der Insassen möglichst entspannt möglich sein sollte. Er ist gleichzeitig auch Konzertsaal, wenn Musik qualitativ hochwertig wiedergegeben werden soll. Zunehmende Bedeutung gewinnt die Hörsamkeit bei der Telekommunikation aus dem Fahrzeug mittels Freisprecheinrichtung und bei der Steuerung zahlreicher Funktionen des Fahrzeugs mittels Spracheingabe. DIN 18041 legt die akustischen Anforderungen und Planungsrichtlinien zur Sicherung der Hörsamkeit vorrangig für die Sprachkommunikation einschließlich der dazu erforderlichen Maßnahmen fest. Sie gilt allerdings für kleine bis mittelgroße Räume und entspricht damit nicht direkt den Verhältnissen in einem Fahrzeug-Innenraum.

Die wichtigsten Einflussgrößen hinsichtlich der Hörsamkeit eines Raumes sind die relative Verteilung von Direktschall zu reflektiertem Schall sowie dessen Nachhallzeit. In Abhängigkeit von der Raumgröße und der Position von Sender und Empfänger im Raum treffen nach dem Direktschall erste Reflektionen ein, die sich rasch verdichten und den Nachhall bilden (**Bild 5-68**).

Die Gesamtheit des reflektierten Schalls stellt das Diffusfeld dar. Gute Hörsamkeit erfordert eine ausgewogene Versorgung des Hörers mit Direktschall und mit reflektiertem Schall. Während bei Musikdarbietungen in Konzertsälen Nachhallzeiten T_{60} (Kapitel 18.3) des reflektierten Schalls von ca. 2 s als optimal gelten, ist diese in kleinen Räumen, in denen sprachliche Kommunikation vorherrscht, mit ca. 0,5s deutlich kürzer zu wählen. Wie **Bild 5-69** zeigt, beträgt die typische Nachhallzeit in einem PKW mit ca. 50 ms nur einen Bruchteil dieser Werte. Daher ist es insbesondere für ein befriedigendes Klangerlebnis bei Musikdarbietungen im Fahrzeug notwendig, die Nachhallzeit auf elektronischem Weg anzuheben.

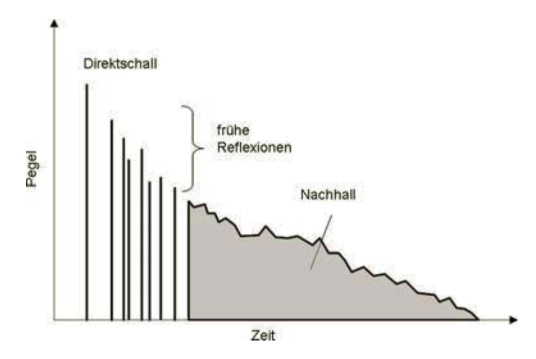


Bild 5-68: Reflexionen in einem Raum bei Impulsbeschallung

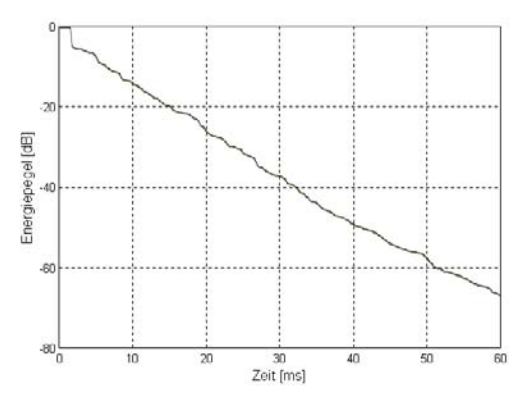


Bild 5-69: Typische Energieabklingkurve in einem Mittelklasse-PKW

Ein zentrales Kriterium für die Beurteilung der Hörsamkeit eines Raumes bei sprachlicher Kommunikation ist die Silbenverständlichkeit. Sie wird gemessen in Prozent der richtig verstandenen Testsilben aus einer Folge von sinnlosen Prüfsilben, den so genannten Logatomen. Aus der Silbenverständlichkeit kann die Satzverständlichkeit abgeleitet werden. Diese liegt grundsätzlich über der Silbenverständlichkeit, da der Hörer durch seine kognitiven Fähigkeiten unverstandene Silben bis zu einem gewissen Grad aus dem semantischen Zusammenhang rekonstruieren kann. Eine Silbenverständlichkeit von ca. 80 % gilt deshalb bereits als gute Verständlichkeit, da daraus bereits nahezu 100 % Satzverständlichkeit resultiert, während bei 50 % Silbenverständlichkeit die Verständlichkeit als ungenügend angesehen wird, da nur noch einfache Sätze sicher verstanden werden.

Es ist bekannt, dass insbesondere tieffrequente Störgeräusche als Hintergrundgeräusch mit hohem Pegel, die sprachliche Verständigung stark beeinträchtigen (Verdeckungseffekte). Als Faustregel gilt, dass für eine gute Kommunikation der durchschnittliche Sprachpegel mehr als 6 dB über dem Störgeräuschpegel liegen sollte. Im Kraftfahrzeug ist diese Bedingung insbesondere bei hohen Motordrehzahlen oder hohen Fahrgeschwindigkeiten nur eingeschränkt erfüllt.

In der Literatur werden verschiedene Verfahren vorgeschlagen, um die Interferenz von Sprache und Hintergrundgeräuschen zu bestimmen. Dabei können zum einen Frequenzbereiche betrachtet werden, die durch Terz- oder Oktavbänder oder durch kritische Bandbreiten des Innenohrs festgelegt sind oder Frequenzbereiche, in denen die Energieschwerpunkte der menschlichen Stimme lokalisiert sind. Ausgangspunkt dieses letzten Ansatzes ist die Erkenntnis, dass die menschliche Artikulation im Wesentlichen auf Filterprozessen im Vokaltrakt beruht. Physikalisch kommt die Klangbildung primär dadurch zustande, dass sich stehende Wellen aufgrund der Resonanzeigenschaften ausbilden, welche die verschiedenen Räume des Vokaltraktes besitzen. Die Frequenzbänder, welche die spektrale Position dieser Eigenschwingungen beschreiben, werden als Formanten bezeichnet. Diese stellen die Energieschwerpunkte dar, deren Amplitude, Form und Position im Frequenzspektrum die Klangfarbe der in den Vokaltrakt eingeleiteten Signale wesentlich beeinflussen. Die Formantenbereiche, innerhalb derer sich die für die menschliche Artikulation entscheidenden Prozesse abspielen, werden nach dem Stand der Technik als Mittelwerte folgender Frequenzbereiche festgelegt:

1. Formant:	150 – 760 Hz
2. Formant:	760 – 2100 Hz
3. Formant:	2100 – 12000 Hz
4. + 5. Formant:	3700 – 12000 Hz

Werden nun eine Reihe von vorzugsweise einsilbigen Testwörtern über einen Lautsprecher im Innenraum des fahrenden Fahrzeugs am Sendeort eingespielt, und der zugehörige Summenpegel aus Nutz- und Störgeräusch am Empfangsort im Innenraum aufgezeichnet, so kann für jeden Formantenbereich getrennt das Signal/Rauschverhältnis gebildet werden. Aus dem Ergebnis kann durch Vergleich mit aus Probandenversuchen gewonnenen Ergebnissen ein Sprachverständlichkeitsindex gebildet werden. Dieser kennzeichnet die Güte der sprachlichen Verständigung zwischen einem Sendeort im Fahrzeug, z.B. die Fahrerposition, und einem Empfangsort, z.B. die gegenüberliegende Rücksitz-Position. Analog kann auch die Sprachverständlichkeit zwischen einer Insassenposition als Sender und der Mikrofonposition der Freisprecheinrichtung der Telefonanlage als Empfänger bestimmt werden [3].

Bild 5-70 zeigt das erreichte Niveau für ein typisches Fahrzeug der gehobenen Mittelklasse. Bei 100 km/h sinkt hier infolge der Wind- und Rollgeräusche die Silbenverständlichkeit bereits auf 50 % ab. Damit ist nach vorstehenden Kriterien nur noch eine eingeschränkte Kommunikation möglich. Psychoakustische Untersuchungen zeigen jedoch, dass die unge-

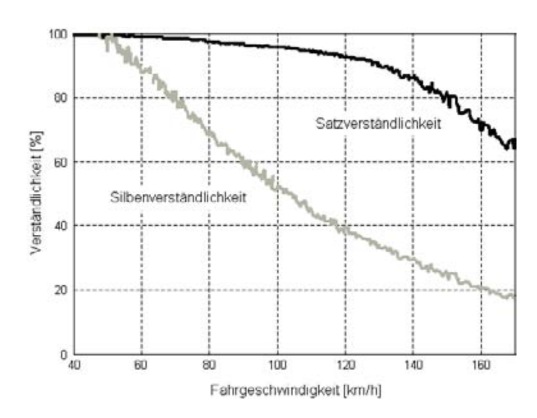


Bild 5-70: Gemessene Silben- und Satzverständlichkeit im Fond einer Mittelklasse-Limousine, langsame Beschleunigung im 5. Gang

störte Kommunikationsfähigkeit im Fahrzeug-Innenraum in hohem Maße mit dem subjektiven Komfortempfinden korreliert.

5.7 Schallausbreitung in Rohren und Kanälen

Unter einem Rohr werden im Folgenden vornehmlich Kreisrohre mit dem Durchmesser D, unter einem Kanal Rechteckkanäle mit dem Querschnitt $b \times h$ verstanden. Im Automobil spielt z.B. die Schallausbreitung in ölgefüllten Hydraulikleitungen, aber auch in den Ansaug- und Abgasrohren sowie in den Luftführungskanälen der Klimaanlage eine erhebliche Rolle.

In einem Rohr oder Kanal ist im Gegensatz zur Schallausbreitung in Räumen nur die Grundmode (Kapitel 5.6) immer ausbreitungsfähig, alle höheren Moden nur dann, wenn die Frequenz oberhalb der sogenannten Cut-off-Frequenz $f_{\text{c.o.}}$ liegt. Diese Grenzfrequenz für die Ausbreitung der ersten Mode höherer Ordnung kann wie folgt ermittelt werden:

im Rechteckkanal $$f_{c.o.} = 0{,}5 \cdot \frac{c}{\max(b,h)}$$

bzw. im Rohr $$f_{c.o.} = 0{,}58 \cdot \frac{c}{D}$$

Bei den üblichen Abmessungen von Rohren und Kanälen im Automobil bewegt sich die Cut-off-Frequenz im Bereich oberhalb von einigen kHz (**Bild 5-71**). Damit kann sich normalerweise nur die Grundmode ausbilden und als ebene Welle durch die Rohrleitungen bzw. die Kanäle übertragen werden. Diese Übertragung erfolgt bei schallharten Berandungen der Kanäle weitgehend verlustfrei und über weite Entfernungen. Um den Übertragungspfad zu unterbrechen und die Schallausbreitung ausreichend zu bedämpfen, sind geeignete Maßnahmen erforderlich.

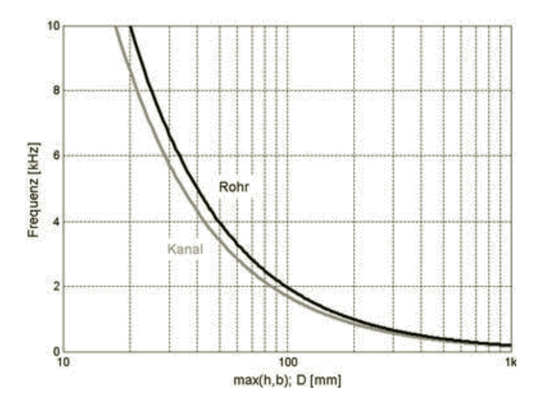


Bild 5-71: Cut-Off-Frequenz in Abhängigkeit von den Abmessungen der Rohre und Kanäle

Die schalldämpfenden Eigenschaften eines Rohr- oder Kanalabschnittes werden vielfach mit dem *Durchgangsdämpfungsmaß* charakterisiert. Dieses ist nach ISO 7235 in Analogie zum Schalldämmmaß wie folgt definiert:

$$D_d = 10 \lg \frac{P_e}{P_t}$$

Dabei ist P_e die auf den Kanaleintritt einfallende, P_t die durchgelassene (transmittierte) Schallleistung. Das Durchgangsdämpfungsmaß ist damit eine rechnerische Größe, die nur von den konstruktiven Gegebenheiten des Bauteils selbst abhängt. Sie läßt sich messtechnisch nur dann exakt bestimmen, wenn das Rohr oder der Kanal in einen beidseitig reflexionsfrei abgeschlossenen Meßkanal eingebaut ist [9]. Ist diese Bedingung in einer reinen Betriebsmessung nicht ausreichend erfüllt, kann nur die *Schalldruckpegeldifferenz* als Anhaltswert bestimmt werden. Dieser Wert ist jedoch nicht ausschließlich durch die Eigenschaft des betrachteten Kanalabschnitts bestimmt und liefert auch keine Aussage über dessen tatsächliche Wirkung. Aussagekräftiger für die echte Dämpfungswirkung des betrachteten Kanalabschnittes ist das *Einfügungsdämpfungsmaß*:

$$D_e = L_{W0} - L_{Wm}$$

L_{Wm} ist der Schallleistungspegel im Kanal hinter dem betrachteten Rohr- oder Kanalabschnitt, L_{W0} der Schallleistungspegel im Kanal an der gleichen Stelle bei Ersatz des ausgekleideten Rohr- oder Kanalabschnitts durch einen schallharten Abschnitt gleichen lichten Querschnitts bei unveränderter Anregung [8].

Der Widerstand, welcher der Schallausbreitung einer fortschreitenden ebenen Welle in Rohren oder Kanälen entgegenwirkt, wird durch die akustische Flußimpedanz Z_A beschrieben. Diese hängt mit der Feldimpedanz Z_F (Kapitel 5.2.2) über die Querschnittsfläche S des Rohres zusammen:

$$Z_A = \frac{p}{q} = \frac{p}{v \cdot S} = \frac{Z_0}{S} = \frac{\rho_0 \cdot c}{S}$$

D.h. jede Querschnittsänderung bewirkt auch eine Impedanzänderung, welche wiederum eine Reflexion der fortschreitenden Welle und damit einen verringerten Transmissionsgrad zur Folge hat. Werden mehrere Teilsysteme hintereinander geschaltet, so müssen die Rückwirkungen des jeweils nachfolgenden Systems auf die Eingangsimpedanz der vorhergehenden Komponente berücksichtigt werden. Dies kann elegant erfolgen, wenn jede Komponente als Vierpol aufgefasst und durch die entsprechende Transfermatrix beschrieben wird (Kapitel 2.2.2). Für ein Rohr- oder Kanalelement mit der Länge L_i und dem Querschnitt S_i, das von einem Fluid mit der Machzahl M_i durchströmt wird, gilt:

$$\begin{bmatrix} p_i \\ q_i \end{bmatrix} = [T_i] \cdot \begin{bmatrix} p_{i+1} \\ q_{i+1} \end{bmatrix}$$

$$[T_i] = \begin{bmatrix} \gamma_i \cos(k_i \cdot L_i) & j \frac{\rho_0 \cdot c}{S_i} \gamma_i \sin(k_i \cdot L_i) \\ j \frac{S_i}{\rho_0 \cdot c} \gamma_i \sin(k_i \cdot L_i) & \gamma_i \cos(k_i \cdot L_i) \end{bmatrix}$$

mit

$$\gamma_i = \exp(-jM_i k_i L_i)$$

$$k_i = k / \left(1 - M_i^2\right)$$

Die Berechnung des Transmissionsgrades durch das Gesamtsystem kann einfach erfolgen, indem zunächst die Transfermatrizen der einzelnen Elemente multipliziert werden und anschließend der Transmissionsgrad aus den Elementen der Gesamtmatrix ermittelt wird (Kapitel 5.2.3):

$$[T] = \prod_{i=1}^{n} [T_i]$$

$$\tau = 4 \cdot \left| T_{11} + T_{12} \frac{S_2}{Z_2} + T_{21} \frac{Z_1}{S_1} + T_{22} \frac{Z_1 \cdot S_2}{S_1 \cdot Z_2} \right|^{-2} \cdot \Gamma$$

$$\Gamma = \left(\frac{1 + M_1}{1 + M_2} \right)^2 \cdot \frac{S_1 \cdot Z_2}{Z_1 \cdot S_2}$$

$$M_{1,2} = v_{1,2} / c_0$$

$$Z_{1,2} = \rho_{1,2} \cdot c_{1,2}$$

Dabei bedeuten $S_{1,2}$ die Rohrquerschnitte im Ein- und Auslauf, $M_{1,2}$ die Machzahlen der zugehörigen Durchströmung und $Z_{1,2}$ die Feldimpedanzen des heißen Gases. Der Index 1 referiert auf das einlaufende und der Index 2 auf das auslaufende Rohr. Insbesondere bei Schalldämpfern in Abgasanlagen liegen vergleichsweise hohe Strömungsgeschwindigkeiten und Temperaturen des Gases vor, welche bei der Berechnung des Transmissionsgrades auch berücksichtigt werden müssen. In den nachstehenden Kapiteln werden dagegen vereinfachend eine vernachlässigbare Durchströmung (M=0) und Normalbedingungen ($Z_{1,2}$=Z_0) angenommen.

Das Transmissionsverhalten lässt sich durch verschiedene konstruktive Maßnahmen gezielt beeinflussen. Dabei sind Dämmungs- und Dämpfungsmaßnahmen zu unterscheiden. Dämmungsmaßnahmen besitzen in der Regel resonantes Verhalten und sind nur tieffrequent wirksam, da ihre Dämmungswirkung in der Nähe der Cut-off-Frequenz nachlässt (Kapitel 5.7.2 – 5.7.4). Dämpfungsmaßnahmen zeichnen sich durch eine breitbandigere Wirkung auch im höheren Frequenzbereich aus (Kapitel 5.7.5). Die eingesetzten Konstruktionselemente bestehen nicht nur aus Rohrabschnitten mit plötzlichen Querschnittsänderungen (**Bild 5-72**). Damit lassen sich die Matrizen oft nicht mehr einfach mathematisch herleiten. In diesem Fall können sie jedoch mit FEM-Ansätzen numerisch bestimmt werden. Darüber hinaus existiert eine umfangreiche Literatur, in der Transfermatrizen für diverse Komponenten dokumentiert sind [26].

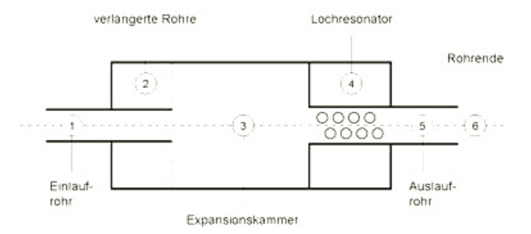


Bild 5-72: Typische Konstruktionselemente realer Schalldämpfer

5.7.1 Offenes und geschlossenes Rohrende

Für ein an einem Ende schallhart abgeschlossenes Rohr ($q_2 = 0$) ergibt sich aus der Transfermatrix:

$$p_1 = \left[\cos(k \cdot L_1)\right] \cdot p_2$$

$$q_1 = \left[j \frac{S_1}{\rho_0 \cdot c} \sin(k \cdot L_1) \right] \cdot p_2$$

Damit erhält man für die Eingangsimpedanz am offenen Ende:

$$Z_{1,geschlossen} = \frac{p_1}{q_1} = -j\frac{\rho_0 \cdot c}{S_1}\cot\left(k \cdot L_1\right)$$

Analog ergibt sich für die Eingangsimpedanz beim ideal offenen Rohr:

$$Z_{1,offen\,ideal} = \frac{p_1}{q_1} = j\frac{\rho_0 \cdot c}{S_1}\tan\left(k \cdot L_1\right)$$

In Luft sind die Idealbedingungen des offenen Rohres, d.h. Schalldruck $p_2 = 0$, nicht erfüllt. Vielmehr ist hier der vom Rohrquerschnitt S abhängige Abschlusswiderstand

$$Z_A = \frac{Z_0}{S}$$

zu berücksichtigen. In diesem Fall verhält sich die Eingangsimpedanz wie bei einem Rohr der Länge

$$L_l = L + \Delta L$$

und ideal offenem Rohrende. Die Längenkorrektur ΔL ist nur vom Rohrdurchmesser a abhängig:

$$\Delta L \approx 0{,}61 \cdot a/2$$

Das offene Ende eines Rohres oder Kanals bewirkt aufgrund des Impedanzsprunges zur Umgebung eine Reflexion der ankommenden Welle und damit eine Mündungsdämpfung. Dabei ist die Reflexion umso vollständiger, je kleiner die Öffnung im Vergleich zur Wellenlänge ist. Der Reflexionsfaktor kann in Abhängigkeit von der Helmholtzzahl $k{\cdot}a$ abgeschätzt werden:

$$|r| \approx \sqrt{\frac{1}{1+\left(k \cdot a\right)^2}}$$

Für die Mündungsdämpfung ergibt sich damit:

$$D \approx 10\lg\left[1+\frac{1}{\left(k \cdot a\right)^2}\right] = 10\lg\left[1+\left(\frac{c}{2\pi \cdot f \cdot a}\right)^2\right]$$

In **Bild 5-72** sind dem nach obiger Näherung berechneten Verlauf des Reflexionsfaktors gemessene Verläufe für unterschiedlich abgeschrägte Endrohre gegenübergestellt. Das Bild zeigt, dass der Reflexionsfaktor mit der Frequenz und der lichten Weite des Endrohrs abnimmt und dass die Abnahme umso ausgeprägter verläuft, je stärker das Endrohr abgeschrägt wird. Die aus Designgründen häufig abgeschrägten Endrohre von Abgasanlagen sind somit aus Gründen der Mündungsdämpfung eher negativ zu bewerten.

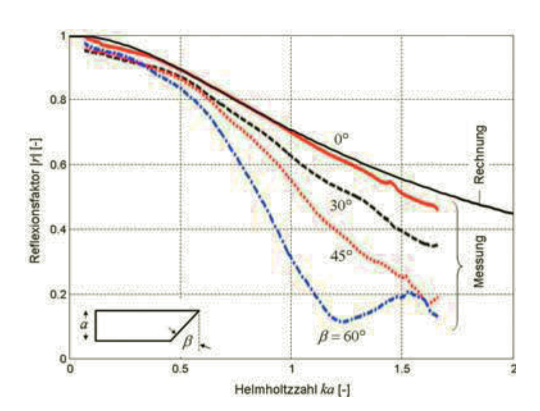


Bild 5-73: Reflexionsfaktor für unterschiedlich abgeschrägte Endrohre, Messung nach [18]

Ist der Reflexionsfaktor der Mündung bekannt, so lässt sich damit auch die Feldimpedanz der Mündung des Endrohres bestimmen:

$$Z_M = \frac{1+r}{1-r}\cdot\frac{Z_0}{S}$$

5.7.2 T-Abzweigung mit λ/4-Rohr

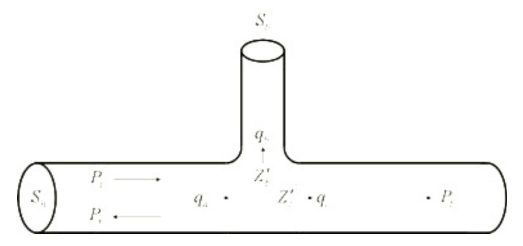


Bild 5-74: Rohrstück mit T-Abzweigung

Ein T-Abzweig ist durch gleichen Schalldruck im Mündungsbereich charakterisiert (p_a=p_b=p_c). Damit kann das Rohrstück mit T-Abzweig durch folgende Transfer-Matrix beschrieben werden:

$$\begin{pmatrix} p_a \\ q_a \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1/Z_b & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} p_c \\ q_c \end{pmatrix}$$

Z_b ist die Flussimpedanz des Abzweigs an der Mündung zum Hauptkanal. Rechnet man die Impedanz auf die Fläche des Hauptkanals S_h um und bezieht den Ausdruck noch auf Z_0, so ergibt sich die normierte Impedanz

$$Z_b' = Z_b \cdot \frac{S_h}{Z_0}$$

Mit dieser normierten Größe errechnet sich für den Transmissionsgrad im Hauptkanal:

$$\tau = 4 \cdot \left| \frac{Z'_b}{1 + 2Z'_b} \right|^2$$

Dabei ist unterstellt, dass der Hauptkanal definitionsgemäß im Auslauf reflexionsfrei abgeschlossen ist, d.h. es gilt:

$$Z'_c = 1$$

Wird nun an die T-Abzweigung ein Rohr der Länge L angeschlossen, welches an seinem Ende schallhart abgeschlossen ist, so gilt nach Kapitel 5.7.1 für die Flussimpedanz am Abzweig:

$$Z_b = -j \frac{\rho_0 \cdot c}{S_b} \cdot \cot(kL)$$

und für die normierte Impedanz am Hauptkanal:

$$Z'_b = -\frac{S_h}{S_b} \cdot \cot(kL)$$

Eingesetzt in die vorstehende Beziehung für den Transmissionsgrad ergibt sich der Verlauf nach **Bild 5-75**. Daraus wird deutlich, dass Frequenzen deren Wellenlängen ein ungradzahliges Vielfaches von $\lambda/4$ darstellen, eine hohe Dämpfung im Hauptkanal erfahren.

$$\frac{L}{\lambda} = \frac{1}{4} \cdot i \quad i = 1,3,5,...$$

Die Dämpfungswirkung ist darauf zurückzuführen, dass bei diesen Frequenzen die Mündungsimpedanz des Abzweigs jeweils zu Null wird und dadurch die einfallende Welle im Hauptkanal vollständig reflektiert wird. Da der Effekt jedoch nur sehr schmalbandig wirksam ist, können damit nur tonale Geräusche erfolgreich bedämpft werden. Dies setzt allerdings die genaue Abstimmung des $\lambda/4$-Rohrs voraus, was nicht immer einfach ist, da die temperaturabhängige Schallgeschwindigkeit des Mediums zu berücksichtigen ist.

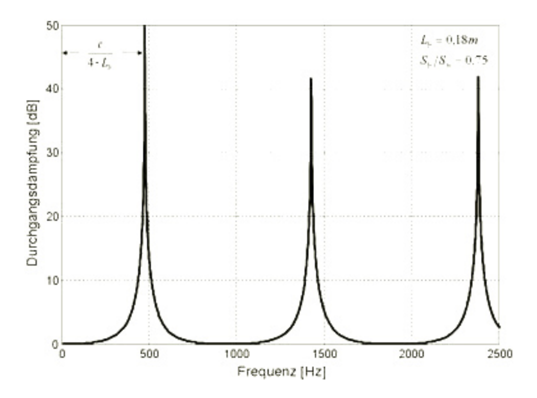


Bild 5-75: Durchgangsdämpfung im Hauptkanal bei T-Abzweigung mit geschlossenem $\lambda/4$-Rohr

5.7.3 T-Abzweigung mit Resonator

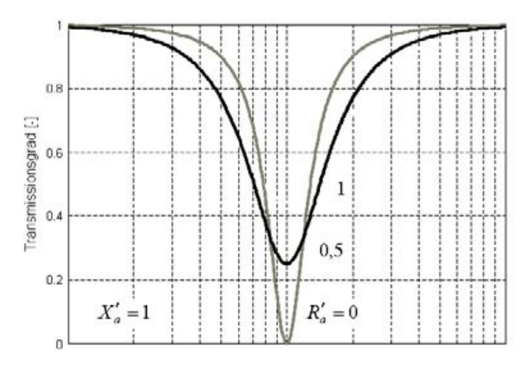
Die Transfer-Matrix eines parallel geschalteten Helmholtz-Resonators ergibt sich, wenn in derjenigen des T-Abzweigs die Impedanz Z'_b durch den entsprechenden Ausdruck Z'_a nach Kapitel 5.4.2 ersetzt wird:

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1/Z_a & 1 \end{bmatrix}$$

$$Z'_a = R'_a + j \cdot X'_a \cdot \left(\omega_n - \frac{1}{\omega_n} \right)$$

$$\omega_n = \frac{\omega}{\omega_0}$$

$$X'_a = \sqrt{\frac{l \cdot S_h^2}{V \cdot S_b}}$$



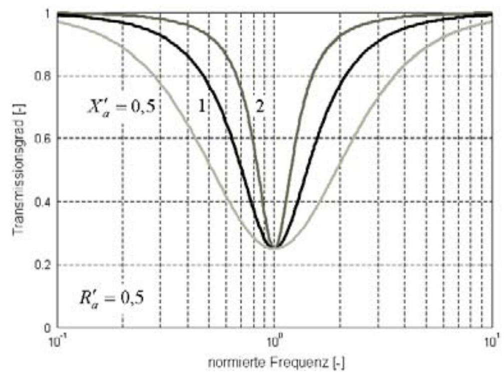


Bild 5-76: Transmissionsgrad eines Kanals mit Helmholtz-Resonator in der T-Abzweigung

Eingesetzt in vorstehende Beziehung für den Transmissionsgrad erhalten wir die Kurven nach **Bild 5-76**. Daraus wird ersichtlich, dass der Transmissionsgrad im Bereich der Resonanzfrequenz des Helmholtz-Resonators stark zurückgeht, d.h. die Kanaldämmung anwächst. In Analogie zur Wirkungsweise der Reso-

nanzabsorber wird auch hier durch den Verlustwiderstand R' im Wesentlichen die Amplitude und durch den Resonator-Kennwiderstand X' die Bandbreite der Kanaldämmung festgelegt. Damit kann der Helmholtz-Resonator im Vergleich zum vorstehenden λ/4-Rohr eine deutlich breitbandigere Dämpfung bewirken.

5.7.4 Expansionskammer

Von der Schallreflexion an Querschnittsprüngen wird insbesondere bei der Konstruktion von Schalldämpfern Gebrauch gemacht. Dabei stellt die sogenannte Expansionskammer ein Kernelement dar (Kapitel 10.2).

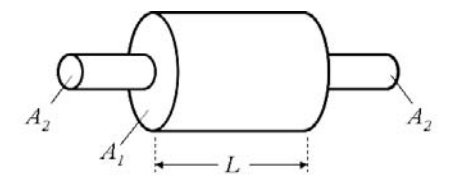


Bild 5-77: Einfache Expansionskammer

Für die einfache Expansionskammer nach **Bild 5-77** mit zwei Querschnitts- und damit zwei Impedanzsprüngen ergibt sich für den Transmissionsgrad τ unter Vernachlässigung der Strömungsgeschwindigkeit in den Zuleitungsrohren folgender Zusammenhang [4]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{4 \cdot \cos^2 kL + (m + m^{-1})^2 \sin^2 kL}{4}$$

Dabei ist m das Verhältnis der Querschnitte, k die Wellenzahl und L die Länge der Expansionskammer.

$$m = \frac{A_1}{A_2}$$

$$k = \frac{\omega}{c}$$

In Analogie zu Kapitel 5.3 errechnet sich aus dem Transmissionsgrad unmittelbar die Durchgangsdämpfung D_d. Diese ist in **Bild 5-78** exemplarisch im Vergleich zur Einfügedämpfung D_e dargestellt, wie sie mit Hilfe der Transfermatrix-Methode ermittelt wurde. Für die Zahlenwerte gilt: $A_1/A_2 = 10$, $L = 150$ mm, L_2=500mm, Zuleitungen reflexionsfrei abgeschlossen. Da die Einfügedämpfung im Gegensatz zur Durchgangsdämpfung auch die reflektierte Welle im Einlaufrohr mit berücksichtigt, kommt es hier durch Interferenz zu starken Schwankungen der Dämpfungswirkung.

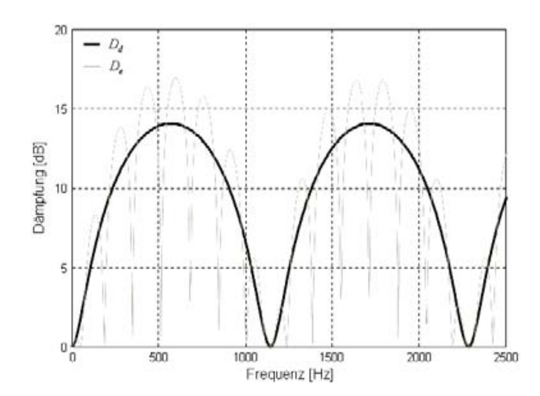


Bild 5-78: Dämpfungsverhalten der Expansionskammer

Das Maximum der Schalldämpfung wird umso größer, je größer das Verhältnis des Querschnittsprungs m ist:

$$\frac{1}{\tau_{\min}} = \frac{\left(m + m^{-1}\right)^2}{4}$$

Da der Durchmesser der gasführenden Leitungen normalerweise nicht zu klein werden darf, um den Gegendruck nicht unzulässig ansteigen zu lassen, muss die Expansionskammer einen ausreichend großen Querschitt aufweisen. Unterteilt man das Kammervolumen in mehrere Teilkammern und schaltet diese durch Rohrstücke hintereinander, so steigt die Durchgangsdämpfung infolge der Mehrfachreflexionen im Vergleich zu einer einzelnen Kammer deutlich an **(Bild 5-79)**.

Im Reflexionsschalldämpfer einer Abgasanlage erfolgt die Minderung der Schalldruckpegel durch mehrfache Querschnittsveränderungen und Teilungen im Innern des Schalldämpfers. Dabei werden Expansionskammern mehrfach hintereinander geschaltet und u.U. auch der parallelgeschaltete Helmholtz-Resonator nach Kapitel 5.7.2 eingesetzt, um störende Rohrresonanzen abzusaugen. Die entsprechenden Kammern, und Rohrlängen Querschnittsveränderungen müssen genau aufeinander abgestimmt werden. Nur so kommt es beim mehrfachen Durchlaufen der Innenräume zu einer optimalen Mittelung der Schalldruckamplitude, was eine Reduzierung der Schalldruckspitzen zur Folge hat. Dabei hängt die Dämmwirkung der Expansionskammer von der Größe des Querschnittsprungs ab. Um den Abgasgegendruck gering zu halten, können die Durchmesser der Rohrleitungen nicht beliebig klein gemacht werden. Daher ist es notwendig, den Durchmesser der Expansionskammer ausreichend groß zu wählen, was ein entsprechendes Volumen der Abgasanlage erfordert. Durch Reflexion werden im Schalldämpfer hauptsächlich die tiefen Frequenzen im Bereich unter

500 Hz reduziert. Daher wird dieser vielfach noch mit einem Absorptionsschalldämpfer kombiniert, welcher vorwiegend die höheren Frequenzen bedämpft (Kapitel 10.2).

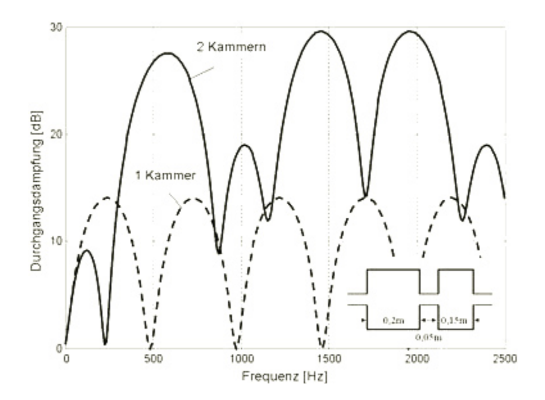


Bild 5-79: Vergleich der Durchgangsdämpfung eines Reflexionsschalldämpfers mit einer Expansionskammer und mit zwei Kammern gleichen Volumens ($m = 10$)

Die Rohre am Ein- bzw. Auslauf einer Reflexionskammer werden häufig in diese hinein verlängert. Damit wirkt nur noch die verbleibende Distanz zwischen der Rohrmündung und der gegenüberliegenden Querschnittsverengung als Reflexionskammer. Das rückwärtsgerichtete Gebiet zwischen der Rohrmündung und dem eingangsseitigen Wandabschluss wirkt dagegen wie ein parallel geschaltetes λ/4-Rohr mit hartem Abschluss (Kapitel 5.7.2). Dementsprechend finden sich im Dämpfungsverlauf jeweils bei den ungeraden Vielfachen von λ/4 die bereits von **Bild 5-75** bekannten charakteristischen Überhöhungen wieder **(Bild 5-80)**.

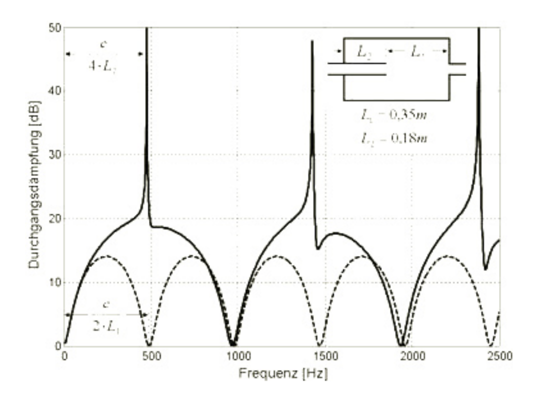


Bild 5-80: Vergleich der Durchgangsdämpfung einer Expansionskammer ohne und mit verlängertem Einlaufrohr (m=10)

5.7.5 Absorptionsschalldämpfer

Absorptionsschalldämpfer kommen z.B. in Form von absorbierend ausgekleideten Luftführungskanälen in Fahrzeug-Klimaanlagen oder in der Bauform des *Rohrschalldämpfers* in Abgasanlagen zum Einsatz. Die pulsierende Gasströmung wird jeweils durch den freien Querschnitt des Schalldämpfers hindurchgeführt. Im Bereich des Schalldämpfers ist der luftführende Kanal mit Absorptionsmaterial ausgekleidet bzw. das gasführende Rohr perforiert und der dahinter liegende Raum mit Absorptionsmaterial (Stahlwolle, Basaltwolle oder Fiberglas) gefüllt. Der pulsierende Gasstrom kann sich dadurch in den mit Absorptionsmaterial gefüllten Raum ausdehnen. Dabei wird durch Reibung ein Großteil der Schwingungsenergie abgebaut und in Wärme umgewandelt. Die Gasströmung, die den Schalldämpfer verlässt, ist dadurch weitgehend pulsationsfrei.

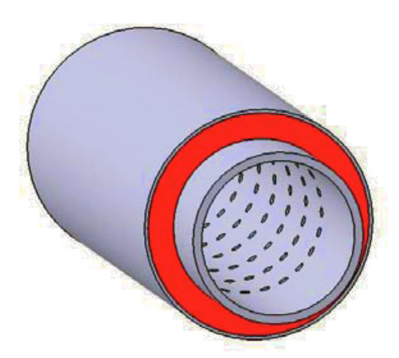


Bild 5-81: Absorptionsschalldämpfer

Eine einfache Berechnungsmöglichkeit für die Dämpfung des Schalls auf der durchlaufenen Wegstrecke stellt die Näherungsformel nach Piening dar [17]. Dabei nimmt man an, dass sich die Schallleistung auf jedem Längenelement *dL* auf die äquivalente absorbierende Wandfläche $\alpha \cdot U \cdot dL$ und auf die Durchtrittsfläche *S* aufteilt. Damit ergibt sich eine exponentielle Abnahme der Schallleistung auf dem Laufweg durch den Schalldämpfer. Für die Gesamtlänge *L* des Dämpfers ergibt sich damit das Ausbreitungsdämpfungsmaß:

$$D_a \approx 1{,}5 \cdot \frac{U \cdot L}{S} \cdot \alpha \; [dB]$$

Für kreisförmige Querschnitte mit dem Radius *r* gilt:

$$D_a \approx 3 \cdot \frac{L}{r} \cdot \alpha \; [dB]$$

Entspricht der freie Rohrquerschnitt im Schalldämpfer demjenigen der Zu- und Abführung, so treten praktisch keine Reflexionen auf. Das Ausbreitungsdämpfungsmaß entspricht in diesem Fall auch dem Einfügedämpfungsmaß. Für gute Dämpfungswirkung

sollte nach obigen Gleichungen eine möglichst große Umfangslänge mit hoch absorbierendem Material ausgerüstet sein und gleichzeitig die freie Querschnittsfläche so klein wie möglich werden. Für kreisförmige Querschnitte ergibt sich daraus die Forderung nach einem möglichst kleinen Radius für den freien Querschnitt. Begrenzend wirkt hier allerdings der zulässige Druckabfall am Schalldämpfer. Die vorstehenden Gleichungen sind nur gültig unterhalb der sogenannten Durchstrahlungsgrenzfrequenz f_s.

$$f < f_s = 1{,}5\frac{c}{2r}$$

Damit ergeben sich drei unterscheidbare Wirkungsbereiche. Tieffrequent nimmt die Dämpfung proportional mit dem ansteigenden Absorptionsfaktor der Auskleidung ebenfalls zu **(Bild 5-35)**, im mittleren Frequenzbereich bleibt der Absorptionsfaktor und damit die Dämpfung näherungsweise konstant und oberhalb der Durchstrahlungsfrequenz fällt die Dämpfung wieder ab. Mit den Normierungen

$$\Lambda = \frac{d}{r};$$ norm. Auskleidungstiefe

$$\eta = 2r\frac{f}{c};$$ norm. Frequenz

$$D_h = \frac{D_a}{U \cdot L/S}$$ norm. Dämpfung

$$\varepsilon = \frac{\Xi \cdot d}{Z_0}$$ norm. Strömungswiderstand

entfällt die Abhängigkeit von den geometrischen Abmessungen. Damit bleibt nur die in **Bild 5-82** grafisch dargestellte Abhängigkeit zwischen den vorstehenden normierten Größen. Dabei wurde mit $\varepsilon = 3$ ein optimal angepasster Strömungswiderstand des Absorbers unterstellt (Kapitel 5.4.1). Der Dämpfungsanstieg im unteren Frequenzbereich weicht nur geringfügig von der 2. Potenz ab. Die untere Flanke verschiebt sich zu umso tieferen Frequenzen, je größer die relative Auskleidungstiefe und die lichte Weite des Kanals werden, während die Dämpfung oberhalb der Durchstrahlungsfrequenz mit der zweiten Potenz abfällt. Die Eckfrequenz hängt dabei nur von der lichten Weite des Kanals ab. Interessant ist, dass der Maximalwert der Dämpfung im mittleren Frequenzbereich weitgehend unabhängig von der relativen Auskleidungstiefe ist, sich jedoch proportional zur Länge des Schalldämpfers und umgekehrt proportional zu dessen lichter Weite verhält.

Absorbierende Rohrschalldämpfer werden insbesondere in Abgasanlagen und in Kombination mit Reflexionsschalldämpfern eingesetzt. Der Effekt der Schallabsorption wird durch die Kombination mit der Mehrfachreflexion zusätzlich verstärkt. Gleichzeitig

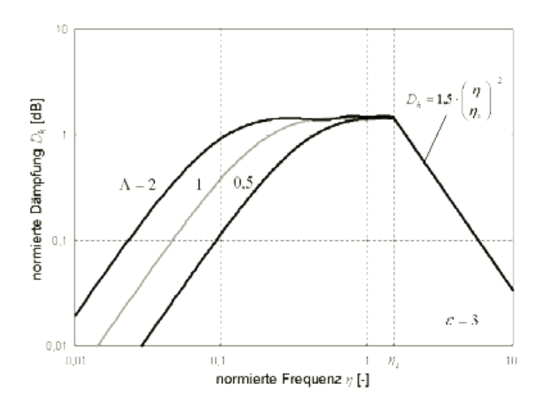


Bild 5-82: Normierte Darstellung der Dämpfung eines Absorptionsschalldämpfers über der Frequenz, mit der Auskleidungstiefe als Parameter, gültig bei optimal angepasstem Strömungswiderstand des Absorbers

ergänzen sich die Verfahren bezüglich der wirksamen Frequenzbereiche (Kapitel 10.2).

5.7.6 Strömungsgeräusche

Bei den bisherigen Betrachtungen zur Schallausbreitung in Rohren und Kanälen wurde die Gleichströmung vernachlässigt. Diese Vereinfachung ist insbesondere dann nicht mehr zulässig, wenn die Gleichströmung selbst relevanten aeroakustischen Lärm erzeugt. Dabei sind zwei Quellmechanismen zu unterscheiden:

- das innerhalb der Rohrleitungen erzeugte und zur Rohrmündung übertragene Strömungsgeräusch aufgrund von Verwirbelungen an Wandungen und Kanten, sowie
- das an der Mündung selbst induzierte Strömungsgeräusch durch Verwirbelungen infolge der Reibung mit der umgebenden Luft (Strahllärm).

Bild 5-83: Strömungsgeräusche in einem Rohr bzw. Kanal

Über die Entstehung des aeroakustischen Lärms wurde erstmals von Lighthill eine umfassende Theorie entwickelt. Nach dieser Theorie besitzt der Quellmechanismus im Inneren von Kanälen in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Dipol- oder Quadrupolverhalten, während der Strahllärm immer Quadrupolverhalten aufweist. Die Schallenergie steigt dementsprechend mit der 6. Potenz oder der 8. Potenz der

Strömungsgeschwindigkeit an (Kapitel 5.2.1). In der Praxis haben sich für die quantitative Abschätzung des strömungsinduzierten Lärms in Rohren und Kanälen semi-empirische Formeln bewährt, wie sie z.B. in der VDI-Richtlinie 3733 dokumentiert sind. Danach ergibt sich im Inneren von geraden Kanälen und laminarer Strömung folgender Schallleistungspegel:

$$L_{Pi} = 8 - 0{,}16 \cdot U + 10\lg\left(\frac{U}{U_0}\right)^6 + 10\lg\left(\frac{S}{S_0}\right)$$
$$+10\lg\left(\frac{p}{p_0}\right) - 25\lg\left(\frac{RT}{R_B T_0}\right) - 15\lg\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)$$

mit den Bezugswerten:

$U_0 = 1\frac{m}{s}$	Strömungsgeschwindigkeit
$S_0 = 1m^2$	Querschnitt
$p_0 = 101325Pa$	Druck
$R_B = 287\frac{J}{kg \cdot K}$	Spezifische Gaskonstante
$T_0 = 273K$	Temperatur
$\gamma_0 = 1{,}4$	Isotropenkoeffizient

Das nach obiger Abschätzung erzeugte Geräusch im Kanalinneren wird an der Rohrmündung aufgrund der Fehlanpassung teilweise reflektiert und nur anteilig nach außen abgestrahlt (Kapitel 5.7.1):

$$\frac{P_t}{P_i} = 1 - |r|^2$$

Bei glatten Kanälen überwiegt der an der Mündung durch den austretenden Freistrahl erzeugte *Strahllärm* gegenüber dem im Kanal selbst erzeugten Lärm. Der Strahllärm ist in seiner Charakteristik abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit. Bei $Ma < 0{,}25$ herrscht Dipolcharakter vor, während bei zunehmender Geschwindigkeit aufgrund der ansteigenden Turbulenz in der Vermischungszone zunehmend Quadrupolquellen vorherrschen. Die Gesamtschallleistung kann nach der halbempirischen Beziehung

$$P = k \cdot \rho \cdot \overline{v}^3 \cdot Ma^{1+2n} \cdot S \cdot F(St)$$

abgeschätzt werden. Dabei ist k eine empirisch ermittelte Proportionalitätskonstante, $\overline{v}$ die mittlere Strahlgeschwindigkeit an der Mündung, n die Multipolordnung (Monopol $n_M = 0$, Dipol $n_D = 1$, Quadrupol $n_Q = 2$), S die Mündungsfläche und F ein normiertes Frequenzspektrum. Dieses entspricht einem breitbandigen Rauschen mit dem Maximum bei der Strouhalzahl

$$St = \frac{f \cdot d}{\overline{v}} \approx 0{,}18 \;...\; 0{,}22$$

D.h. das Frequenzspektrum des Mündungsrauschens wird umso hochfrequenter und damit schärfer, je größer die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und je kleiner der Mündungsdurchmesser sind **(Bild 5-84)**.

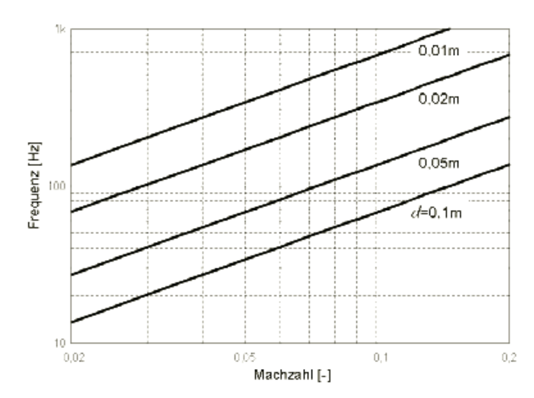


Bild 5-84: Frequenz des spektralen Maximums

Literatur

[1] Hucho, W. H.: Aerodynamik der stumpfen Körper, Vieweg Verlag, 1. Auflage, 2002
[2] Cremer, L.: Theorie der Schallübertragung dünner Wände bei schrägem Einfall, Akustische Zeitschrift, 7, 1942
[3] Patentschrift DE 198 13 285 B4 2005: Verfahren zur automatischen Messung der Sprachverständlichkeit in Kraftfahrzeugen
[4] Fahy: Foundations of Engineering Acoustics
[5] Maa, D. Y.: Theory and design of microperforated panel sound absorbing constructions; Scientia Sinica 18; 1975; H. 1 und 2
[6] Lighthill, M. J.: On sound generated aerodynamically. Proc. Roy. Soc., London (A). Part I: 211 (1952) 564-587; Part II: 222 (1954) 1–31
[7] Martin, R.: Freisprecheinrichtungen mit mehrkanaliger Echokompensation und Störgeräuschreduktion. Dissertation, Technische Hochschule Aachen, 1995
[8] DIN EN ISO 7235 – Labormessungen an Schalldämpfern in Kanälen, Einfügungsdämpfung, Strömungsgeräusch und Gesamtdruckverlust
[9] DIN EN ISO 11820 – Akustik – Messungen an Schalldämpfern im Einsatzfall
[10] Cremer, L.: Theorie der Schalldämmung dünner Wände bei schrägem Schalleinfall; Akustische Zeitung 7 (1942)
[11] SAE J1400: „Laboratory Measurement of the Airborne Sound Barrier Performance of Automotive Materials and Assemblies“, Mai 1990
[12] Patsouras, D.: Technologien zur funktionellen Integration vonAkustik, Aerodynamik und Wärmemanagement; ATZ/MTZ-Konferenz Akustik; Magdeburg, 2007

[13] Gomperts, M. C.; Kihlman, T.: The sound transmission loss of circular and slit-shaped apertures in walls, Acustica 18 1967 144–150
[14] Staus, S.: Akustische Komfortverbesserung für Fahrzeuginsassen durch Dichtungssysteme, HDT-Tagung „Fahrzeugtüren“, 05./06. Juli2004
[15] Nentwich, F.: Transferpfad-Analyse im Zeitbereich zur Auralisierung von PKW-Innengeräuschen
[16] Lord Rayleigh: Theory of sound, Vol. II, McMillan, London, 1894
[17] Piening, W.: Schalldämpfung der Ansauge- und Auspuffgeräusche von Dieselanlagen auf Schiffen, VDI-Zeitschrift 81 (1937) Nr. 26
[18] Fabrice, D.: Studies of sound generation and propagation in flow ducts, Licentiate Thesis, The Royal Institute of Technology (KTH), Stockholm, 2006
[19] Crighton, D. G.: Acoustics as a branch of fluid mechanics, Journal of Fluid Mechanics 106, S. 261–291, 1981
[20] Brandstätt, P. und Fuchs, H.V.: Erweiterung der Pieningschen Formel für Schalldämpfer. Zeitschrift für Lärmbekämpfung 44 (1997) 3 S. 93–95
[21] Mechel, F. P.: The acoustic sealing of holes and slits in walls, J. Sound Vib. 111(2) 1986 297–336
[22] Jones, R. E.: How to accurately predict the sound insulation of partitions, Sound and Vibration, June 1976
[23] Munt, R. M.: The interaction of sound with a subsonic jet issuing from a semi-infinite cylindrical pipe, Journal of Fluid Mechanics, 83, 1977
[24] DEGA-Empfehlung 101: Akustische Wellen und Felder, Deutsche Gesellschaft für Akustik e.V., 2006
[25] PowerFLOW User’s Guide, Release 3.4, Exa Corporation, Lexington, 2003
[26] Mechel, F. P., 2002, Formulas of Acoustics, Sptinger-Verlag, Berlin, 1175 p.